

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG DER
RÖNTGENSTRAHLUNG AUS LASERGEHEIZTEN HOHLKUGELN

Dissertation

der

Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von

Peter Herrmann
aus Berlin

München, den 7. März 1986

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG DER
RÖNTGENSTRAHLUNG AUS LASERGEHEIZTEN HOHLKUGELN

Dissertation

der

Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von

Peter Herrmann
aus Berlin

München, den 7. März 1986

1. Gutachter: Prof. Dr. H. Walther
2. Gutachter: Prof. Dr. A. Schlüter

Tag der mündlichen Prüfung: 3. Juli 1986

Zusammenfassung

Gepulste Hochleistungslaser eröffnen die Möglichkeit, Hohlraumstrahlung mit Temperaturen über 10^6 K zu erzeugen. Dazu wird das Laserlicht durch eine kleine Öffnung in einen Hohlraum fokussiert und auf der Innenwand thermalisiert; im Gleichgewicht mit der geheizten Wand entsteht so ein thermisches Strahlungsfeld. Wegen der hohen Temperaturen liegt das Maximum der spektralen Intensitätsverteilung im weichen Röntgengebiet. Gleichzeitig diffundiert jedoch die thermische Strahlung in die das Feld einschließende Wand. Die Temperatur im Hohlraum stellt sich in einem Gleichgewicht zwischen der zugestrahlten Energie und den Diffusionsverlusten in die Wand ein. Theoretisch wurde die Strahlungsdiffusion in die Wand von Pakula und Sigel als ein hydrodynamisches Problem mit Strahlungsenergie-transport behandelt [2,4,9]. Diese Theorie liefert Aussagen über die Abhängigkeit der Hohlraumtemperatur von der Leistung der Quelle und der Hohlraumgröße.

Ziel dieser Arbeit war die experimentelle Untersuchung der im Innern lasergeheizter Hohlräume erzeugten Röntgenstrahlung und ein Vergleich der Ergebnisse mit der Theorie der Strahlungsdiffusionsverluste in die Wand. Im Mittelpunkt der experimentellen Untersuchungen standen dabei vor allem zeitaufgelöste Strahlungsmessungen, der Nachweis des räumlichen Ursprungs der Strahlung, die Messung der Temperatur und ihrer Abhängigkeit von Laserenergie und Hohlraumgröße sowie das Eindringen der Strahlung in die Wand.

In den Experimenten wurde der Hochleistungslaser Asterix III zur Heizung von Hohlkugeln aus Gold eingesetzt. Die verfügbare Energie betrug maximal 100 J bei $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ und 30 J bei $\lambda = 0,44 \mu\text{m}$ in Pulsen von 300 ps Länge. Die Hohlkugeln mit Durchmessern von 1 mm und 280 μm waren mit einer Öffnung zur Einkopplung der Laserstrahlung und zwei weiteren zur Diagnostik der erzeugten Röntgenstrahlung versehen.

Als diagnostische Instrumente wurden Röntgenspektrographen mit freistehenden Transmissionsgittern und Röntgenfilm als Detektor, Röntgenphotodioden mit einer Zeitauflösung von 350 ps, eine Röntgenschnierbildkamera und Röntgenlochkameras eingesetzt. An 1 mm großen Hohlkugeln wurde ein Vergleich der Röntgenemission von der geheizten Innenwand, dem Rand der Diagnostiklöcher und dem sich mit Plasma füllenden Volumen durchgeführt. Es

konnte gezeigt werden, daß die Röntgenemission von der geheizten Innenwand dominiert. Der Zeitverlauf der Strahlungsemission wurde mit einer Röntgenschnierbildkamera bestimmt. Die Halbwertsbreite des Signals betrug 550 ps und war damit länger als der Laserpuls mit $\tau_L = 300$ ps. Unter der Annahme einer Planckschen Spektralverteilung konnte aus der zeitaufgelösten Strahlungsintensität der Zeitverlauf der Strahlungstemperatur abgeleitet werden.

Mit dem Transmissionsgitterspektrographen und den Röntgenphotodioden standen zwei unabhängige absolut geeichte Meßinstrumente zur Verfügung, mit denen Temperaturmessungen im Bereich des mittleren absorbierten Laserenergieflusses von 10^{12} bis $5 \cdot 10^{13}$ W/cm² durchgeführt wurden. Die Übereinstimmung der Ergebnisse beider Instrumente war sehr gut. Typische Temperaturen in 1 mm großen Hohlkugeln lagen bei $7,5 \cdot 10^5$ K. Die höchsten Temperaturen von $\sim 1,2 \cdot 10^6$ K wurden in 280 µm großen Hohlkugeln erzielt.

Die Dicke der aufgeheizten Wandschicht wurde durch Strahlungsmessungen an dünnen Goldfolien, die einen Teil der Hohlkugelwand bildeten, bestimmt. Es wurde eine Dicke von 0,5 µm für Hohlkugeln mit 280 µm Durchmesser gemessen. Dieser Wert stimmt gut mit der theoretischen Eindringtiefe einer nichtlinearen Wärmewelle in die Wand überein.

Die experimentell gefundene Abhängigkeit der Strahlungstemperatur von dem absorbierten Laserenergiefluß zeigt insgesamt eine gute Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen. Geringe Abweichungen wurden auf inhomogene Wandheizung, auf reduzierte Laserenergieeinkopplung und herstellungsbedingte Rückstände in kleinen Hohlkugeln, aber auch auf die idealisierte theoretische Behandlung, die die Details der Ankopplung der Laserstrahlung an die thermische Strahlung nicht berücksichtigt, zurückgeführt. Der in dem theoretischen Modell angenommene Mechanismus der Energieverluste im Hohlraum durch Strahlungsdiffusion in die Wand wird von den Experimenten im wesentlichen bestätigt.

Inhaltsverzeichnis

I.	<u>Einleitung</u>	5
II.	<u>Die Physik des Einschlusses intensiver Strahlungsfelder</u>	8
	1. Strahlungseinschluß als hydrodynamisches Problem mit Strahlungswärmeleitung	8
	2. Dimensionsanalyse der Wandheizung	10
	3. Abkühlung der geheizten Wand	11
III.	<u>Zielsetzung der Experimente</u>	14
IV.	<u>Experimentelle Methoden und Instrumentation</u>	16
	1. Der Hochleistungslaser Asterix III	16
	2. Hohlkugeltargets	19
	3. Röntgenlochkameras	22
	4. Röntgenphotodioden	25
	4.a Aufbau der Röntgenphotodioden	25
	4.b Auswertung der Signale	28
	5. Der Transmissionsgitterspektrograph	31
	6. Die Röntgenschnierbildkamera	34
V.	<u>Experimentelle Ergebnisse</u>	37
	1. Röntgenlochkameraaufnahmen	37
	2. Messungen mit der Röntgenschnierbildkamera	40
	3. Absolutmessungen mit Röntgenphotodioden	47
	4. Absolutmessungen mit dem Transmissionsgitterspektrographen	56

VI. <u>Strahlungstransport in die Hohlraumwand</u>	66
1. Experimentelle Anordnung	66
2. Ergebnisse der Experimente	68
2.a Ergebnisse des Lochgitterspektrographen	68
2.b Ergebnisse der Röntgenshmierbildkamera	70
VII. <u>Diskussion</u>	73
1. Ursprung der Strahlung	73
2. Energietransport und Wandheizung	74
3. Strahlungstransport in die Hohlraumwand	83
4. Temperaturmessungen	85
4.a Vergleich der Meßmethoden	85
4.b Röntgenspektren	88
4.c Vergleich von Theorie und Experiment	90
5. Zeitaufgelöste Temperaturmessungen	93
5.a Vergleich der Meßmethoden	93
5.b Vergleich von Theorie und Experiment	94
VIII. <u>Schlußbetrachtung</u>	96
<u>Literaturverzeichnis</u>	98

I. Einleitung

Die Physik thermischer Strahlung im Gleichgewicht mit Materie ist seit Max Plancks Entdeckung des Gesetzes der Schwarzkörper- oder Hohlraumstrahlung zu Anfang des Jahrhunderts bekannt /1/. Der Erzeugung von Strahlung sehr hoher Temperaturen im Laboratorium sind jedoch durch die schnell zunehmende Strahlungsintensität Grenzen gesetzt. Sie steigt nach dem Stefan-Boltzmann Gesetz mit der 4. Potenz der Temperatur an. Damit sind jedoch beim Einschluß eines Strahlungsfeldes in einem räumlich begrenzten Volumen sehr hohe Verluste verbunden, die durch eine externe Quelle sehr hoher Leistung kompensiert werden müssen.

Seit einigen Jahren stehen nun mit gepulsten Hochleistungslasern und Teilchenstrahlen Quellen zur Verfügung, die den Vorstoß in den Temperaturbereich bis ungefähr $5 \cdot 10^6$ K möglich erscheinen lassen. Mit diesen Temperaturen ist eine Strahlungsleistungsdichte bis $4 \cdot 10^{15}$ W/cm² verknüpft. Das Strahlungsfeld hat dabei seine maximale Energiedichte im Wellenlängenbereich weicher Röntgenstrahlung bei 10 Å.

Das Spektrum der Anwendungsmöglichkeiten weicher Röntgenstrahlung mit Planckscher Spektralverteilung reicht von Untersuchungen von Phänomenen der Strahlungshydrodynamik, wie sie sonst nur in astrophysikalischen Systemen beobachtet werden, über das Studium von Materie bei extrem hohen Drücken (>1 TPa) bis zur Trägheitsfusion. In der Kernfusion durch Trägheitseinschluß könnte die indirekte Bestrahlung eines Brennstoffkugelchens in einem isotropen Strahlungsfeld sehr hoher Intensität eine Alternative zu dem bisher verfolgten Konzept der direkten Bestrahlung darstellen. Bei der direkten Bestrahlung mit Laserlicht läßt sich keine homogene Energiedeposition auf der Oberfläche des Brennstoffkugelchens erzielen. Deshalb stellen bei der Kompression des Brennstoffs Rayleigh-Taylor-Instabilitäten ein besonders ernstes Problem dar, so daß die zur Fusion erforderlichen hohen Dichten nicht erreicht werden können.

Das Prinzip der Erzeugung eines sehr intensiven Strahlungsfeldes mit einem gepulsten Laser ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Ein Laserpuls wird durch eine kleine Öffnung in einen Hohlraum eingestrahlt. Durch die hohe Energie des Laserpulses wird die Innenwand aufgeheizt und ein Strahlungsfeld im thermischen Gleichgewicht mit der geheizten Materie erzeugt. Bei den angestrebten Temperaturen kann man erwarten, daß ein intensiver

Energieaustausch zwischen verschiedenen Wandelementen über die Strahlung erfolgt und sehr schnell homogene Verhältnisse im Hohlraum erreicht werden, auch wenn die Einstrahlung nicht völlig gleichmäßig erfolgt. Die Schwierigkeit dieses Konzeptes liegt in dem Einschluß der Strahlung durch die Wand. Anders als für sichtbares Licht gibt es für Röntgenstrahlung keine reflektierenden Wände. Das Strahlungsfeld wird vielmehr dadurch aufrechterhalten, daß die Strahlung von der Wand absorbiert und teilweise wieder reemittiert wird. Mit der Aufheizung von Wandschichten treten jedoch hohe Verluste aufgrund der Diffusion von Photonen in immer tiefere Wandschichten auf. Wenn die Wandverluste zu hoch werden, kann weder ein Gleichgewicht noch die geforderte Intensität und Gleichförmigkeit des Strahlungsfeldes erreicht werden. Angestrebt wird also eine Situation, in der die Verluste dadurch begrenzt werden, daß die Strahlung erst durch eine geheizte Materieschicht großer optischer Dicke hindurchdiffundieren muß, ehe sie die kalten Wandschichten erreicht. Dies ist mit der Situation im Inneren der Sonne vergleichbar, wo die kälteren Randschichten die von der viel heißeren Materie im Zentrum erzeugte Strahlung abschirmen. Im Gegensatz zu den stationären Verhältnissen in der Sonne lassen sich derart hohe Temperaturen im Laboratorium jedoch nur für extrem kurze Zeiten aufrechterhalten.

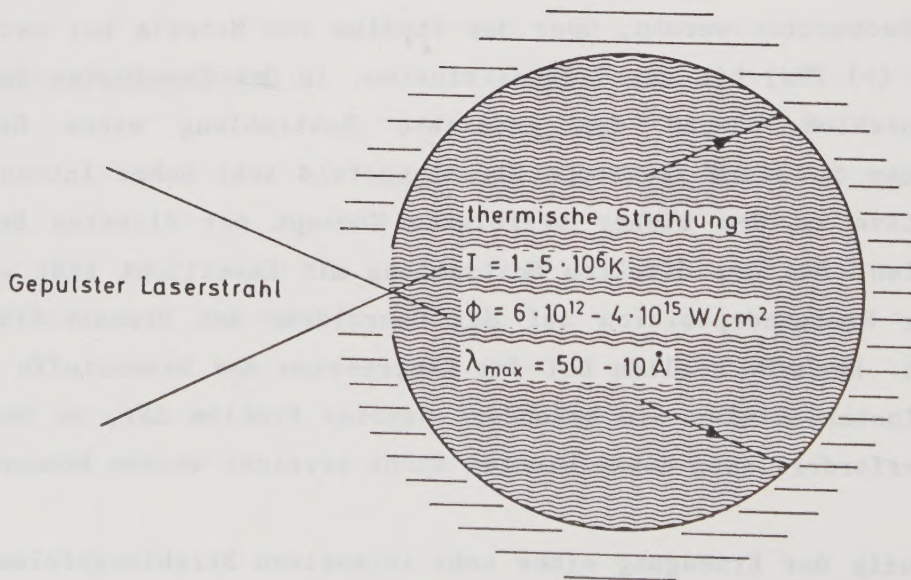


Abb. 1: Schematische Darstellung der Erzeugung eines isotropen thermischen Strahlungsfeldes in einem Hohlraum mit Hilfe eines gepulsten Hochleistungslasers.

Das Problem des Strahlungseinschlusses wurde parallel zu dieser Arbeit von Pakula und Sigel theoretisch untersucht /2,3,4/. Ausgehend von den hydrodynamischen Gleichungen mit Strahlungswärmeleitung wurde unter Ausnutzung des Konzeptes der Selbstähnlichkeit gezeigt, daß sich die zeitliche Entwicklung der Wandheizung als eine Folge von selbstähnlichen Zuständen darstellen läßt, die sich in der optischen Dicke und Expansion der geheizten Materie unterscheiden. Einer dieser Zustände, die Wärmewelle mit Expansion, bei der Heizung und Expansion der Materie gleichzeitig erfolgen, wurde in der Wärmeleitungsnäherung gelöst und ausführlich diskutiert. In Kapitel II wird diese Theorie des Strahlungseinschlusses zusammengefaßt. Experimentell wurden bisher von Pakula erste Messungen zeitintegrierter Röntgenspektren durchgeführt /9/.

In der vorliegenden Arbeit werden detaillierte Experimente an lasergeheizten Hohlkugeln beschrieben und diskutiert. Im Mittelpunkt des Interesses stehen zeitaufgelöste Messungen des Strahlungsfeldes, die Verifizierung der theoretischen Vorhersagen über die Abhängigkeit der Temperatur von Laserenergie und Hohlraumgröße sowie die Untersuchung des Eindringens der Strahlung in die Wand.

Die experimentellen Zielsetzungen werden in Kapitel III dargelegt. In Kapitel IV werden die experimentellen Methoden und Instrumente beschrieben. Ergebnisse finden sich in den Kapiteln V und VI. Eine eingehende Diskussion der Ergebnisse wird in Kapitel VII durchgeführt.

II. Die Physik des Einschlusses intensiver Strahlungsfelder

1. Strahlungseinschluß als hydrodynamisches Problem mit Strahlungswärmeleitung

Die Temperatur eines quasistationären, intensiven Strahlungsfeldes in einem geschlossenen Hohlraum stellt sich durch ein Gleichgewicht zwischen zugeführter Energie und den Energieverlusten in die Wand ein. Energieverluste entstehen durch die Strahlungsenergie diffusion in die Wand, bei der immer neue Materie geheizt wird, sowie durch die Umwandlung von innerer Energie der geheizten Wand in kinetische Energie der expandierenden Materie. Strahlungseinschluß in einem Hohlraum ist daher als ein hydrodynamisches Problem mit Strahlungstransport zu behandeln.

Zur Erzeugung von Schwarzkörperstrahlung in einem Hohlraum muß ein lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTE) zwischen der Strahlung und Materie bestehen, das in den folgenden Überlegungen vorausgesetzt wird. Im Grenzfall eines LTE vereinfacht sich die Berechnung des Strahlungstransports erheblich, da für die freie Photonenweglänge der frequenzgemittelte Rosseland-Wert herangezogen werden und der Strahlungsenergiefluß in der sogenannten Wärmeleitungsnäherung beschrieben werden kann.

In dieser Näherung läßt sich das Problem des Strahlungseinschlusses auf den Fall eines Wärmebades in Kontakt mit der Wand reduzieren und die Details der Energieeinkopplung und die Wechselwirkungen der Strahlung mit Materie bleiben außer Betracht. Das Wärmebad entspricht dem energetisch günstigsten Fall, daß die Strahlung der Quelle in einer unendlich dünnen Wandschicht thermalisiert wird und von dort in die Wand diffundiert.

In den im folgenden beschriebenen Rechnungen von Pakula und Sigel /2/ wird vereinfachend die Annahme gemacht, daß sich die Abhängigkeit der nach Rosseland frequenzgemittelten freien Photonenweglänge l_R von der Temperatur T und dem spezifischen Volumen v in Form eines einfachen Potenzgesetzes ausdrücken läßt:

$$\ell_R = A \cdot T^j \cdot v^\mu \quad .$$

Hierbei ist A eine Konstante. Entsprechend gilt für die Strahlungswärmeleitungskonstante κ :

$$\kappa = \kappa_0 \cdot T^\nu \cdot v^\mu \quad ,$$

wobei $\kappa_0 = \frac{16}{3} \sigma A$, $\nu = j + 3$ und σ die Stefan-Boltzmann-Konstante ist.

Außerdem wird angenommen, daß sich die Expansion über eine Länge erstreckt, die klein verglichen mit den Hohlraumabmessungen ist. Dann ist eine ebene Behandlung des Problems ausreichend.

Die hydrodynamischen Gleichungen mit nichtlinearer Wärmeleitung ohne Berücksichtigung von Strahlungsdruck und Strahlungsenergie lauten:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial m} &= 0, \\ \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial m} &= 0, \\ \frac{1}{\gamma - 1} \frac{\partial (pv)}{\partial t} + p \frac{\partial v}{\partial t} \\ &= a \frac{\partial}{\partial m} \left((pv)^\lambda v^{\mu-1} \frac{\partial (pv)}{\partial m} \right) \left(= - \frac{\partial S}{\partial m} \right). \end{aligned}$$

Hier sind m , u , v und p die Lagrangesche Massenkoordinate, Geschwindigkeit, spezifisches Volumen und Druck. γ ist der Adiabatenexponent. Um die hydrodynamischen Gleichungen in die angegebene Form zu bringen, wurden die spezifische innere Energie als

$$e = \frac{pv}{(\gamma - 1)}$$

und die Zustandsgleichung als

$$pv = KT^\delta$$

angenommen.

Zwischen den Konstanten a , κ_0 , K und δ besteht folgender Zusammenhang:

$$a = \frac{\kappa_0}{\delta K^{\frac{\nu+1}{\delta}}} .$$

Außerdem wurde gesetzt

$$\lambda = \frac{\nu + 1 - \delta}{\delta} .$$

Die hydrodynamischen Gleichungen müssen für einen vorgegebenen Wärmefluß vom Wärmebad zur Wand gelöst werden. Die im Volumen des Hohlraums gespeicherte Strahlungsenergie kann bei kleinen Hohlräumen und den unter Laborbedingungen erreichbaren Temperaturen vernachlässigt werden. Der vorgegebene Wärmefluß in die Wand ist daher gleich der Intensität der Quellstrahlung auf der Wand.

Das Eindringen von Wärme in Materie erfolgt bei sehr hohen Temperaturen in Form einer nichtlinearen Wärmewelle (WW). Anfangs geschieht dies so schnell, daß die Materie ihre Dichte nicht ändert. Später setzt eine Expansion der geheizten Materie ein, die im allgemeinen Fall berücksichtigt werden muß. Die Wärmewelle mit Expansion, die sogenannte ablative Wärmewelle (AWW), wurde kürzlich von Pakula und Sigel ausführlich behandelt /2,3,4/.

Die Wärmewellen ohne und mit Expansion sind selbstähnlich und liefern im Prinzip eine vollständige Lösung des Problems des Strahlungseinschlusses in der LTE-Näherung.

2. Dimensionsanalyse der Wandheizung

Von größtem Interesse bei der Diskussion des hydrodynamischen Problems des Strahlungseinschlusses sind Skalierungsgesetze für die hydrodynamischen Variablen. Diese können von den maßgebenden Parametern des Problems durch Dimensionsanalyse abgeleitet werden. Aus den hydrodynamischen Gleichungen mit ihren Randbedingungen können die maßgebenden Parameter der Wärmewelle ohne Expansion und der ablativen Wärmewelle entnommen werden. Es sind dies die Zeit t , der Quellfluß S in die Wand und der Parameter $a \cdot v_s^{\mu-1}$ (v_s ist das der Festkörperdichte entsprechende spezifische Volumen) für die Wärmewelle ohne Expansion sowie t , S

und der Wärmeleitungsparameter a für die ablative Wärmewelle. Wie von Pakula und Sigel gezeigt wurde, ist die Festkörperdichte kein maßgebender Parameter der ablativen Wärmewelle. Die Dichte kann näherungsweise unendlich gesetzt werden, da die charakteristische Dichte der ablativen Wärmewelle mit der Zeit schnell abnimmt und klein gegenüber der Festkörperdichte wird. Die Gültigkeit dieser Näherung wurde anhand von numerischen Simulationen nachgewiesen /5/.

Die Dimensionen der maßgebenden Parameter im cgs-System mit den drei unabhängigen Basiseinheiten [Länge] = L, [Zeit] = θ und [Masse] = M lauten:

$$\begin{aligned} [t] &= \theta \\ [S] &= M\theta^{-3} \\ [av^{\mu-1}] &= M^2\theta^{2\lambda-1}L^{-2(\lambda+2)} \\ [a] &= M^{\mu+1}L^{-(2\lambda+3\mu+1)}. \end{aligned}$$

Aus diesen Parametern kann in einer Dimensionsanalyse eine Größe mit der Dimension einer spezifischen Energie gebildet werden, von der mit Hilfe der Beziehung $p v = K \cdot T^\delta$ eine Temperatur abgeleitet werden:

$$T \cong K^{-1/\delta} (t S^2 a^{-1} v_s^{1-\mu})^{1/\delta(\lambda+2)} \quad (\text{WW});$$

$$T \cong K^{-1/\delta} (t S^{\mu+1} a^{-1})^{2/\delta(2\lambda+3\mu+1)} \quad (\text{AWW}).$$

Diese Ausdrücke beschreiben die zeitliche Entwicklung der Temperatur für einen gegebenen Fluß S . Sie sind genau bis auf einen Faktor der Größenordnung 1, der aus der expliziten Lösung der hydrodynamischen Gleichungen gewonnen werden kann.

3. Abkühlung der geheizten Wand

Wenn der Energiefluß S in den Hohlraum nach einer Zeit τ abgeschaltet wird, kühlt sich die Wand wieder ab, da das Gleichgewicht zwischen der zugeführten Energie und den Energieverlusten in die Wand nicht mehr besteht. Die Abstrahlung eines Wanelementes wird in einer geschlossenen Geometrie durch die Zustrahlung der anderen Wanelemente genau kompen-

siert, so daß kein Nettofluß in die Wand stattfindet, d.h. $S = 0$ für $t > \tau$.

Bis zum Abschalten des Lasers zur Zeit τ sei der Wand pro Flächeneinheit die Energie ε zugeführt worden. Maßgebende Parameter für das Problem der Abkühlung der Wand sind dann:

$$t, a, \varepsilon, \tau.$$

Wenn bei der Abkühlung der Wand nur Zeiten $t \gg \tau$ betrachtet werden, kann τ als maßgebender Parameter aufgegeben werden. Mit den verbleibenden Größen t , a und ε kann jedoch noch keine Dimensionsanalyse durchgeführt werden. Die Energie ε setzt sich nämlich aus zwei unabhängigen Größen, der kinetischen und der thermischen Energie zusammen, so daß eigentlich vier maßgebende Parameter existieren:

$$t, a, \varepsilon_{\text{kin}}, \varepsilon_{\text{therm}}.$$

Bei der Aufheizung der Wand mußte diese Unterscheidung nicht getroffen werden, da thermische und kinetische Energie dort in einem festen Verhältnis stehen /9/. Der zur Aufheizung zugeführte Energiefluß erzeugt genau soviel thermische Energie, wie bei der Expansion der Materie in kinetische Energie umgewandelt wird.

Der Prozeß der Abkühlung verläuft jedoch anders. Anfangs wird eine bestimmte Energie ε_0 pro Flächeneinheit zugeführt, die zunächst nur in Form von thermischer Energie vorliegt. Im Laufe der Zeit wird diese infolge der Expansion des Wandmaterials in kinetische Energie transformiert, ohne daß thermische Energie nachgeliefert wird. Die thermische Energie nimmt also von dem Anfangswert ε_0 mit der Zeit ab. Für große Zeiten gilt $\varepsilon_{\text{kin}} \gg \varepsilon_{\text{therm}}$, so daß die kinetische Energie als Parameter der Dimensionsanalyse vernachlässigt werden kann.

Die maßgebenden Parameter des Problems der Abkühlung sind dann:

$$t, a \text{ und } f(\varepsilon_0, t, a).$$

Hierbei ist $f(\varepsilon_0, t, a)$ eine Kombination der Größen ε_0 , t und a , die aus der Bedingung $S = 0$ an der Grenze zum Vakuum durch Lösung der hydrodynamischen Gleichungen bestimmt wird. Für $\ell_R \sim T_v^2$ findet man unter der Randbedingung $S = 0$ /23/:

$$T \sim t^{-0,31}.$$

Diese Abhängigkeit der Temperatur T von der Zeit wird in Kapitel VII mit Messungen verglichen.

Die Überlegungen zur Abkühlung einer geheizten Wand beziehen sich auf ein ebenes Modell mit unendlich weit entfernten Wänden. Wenn sich ein lasergeheizter Hohlraum nach einiger Zeit mit ablatiertem Material füllt, treten Effekte auf, die sich nicht mehr in dem Modell einer unendlich großen Kavität beschreiben lassen. Die Materie wird im Volumen eingeschlossen und ihre kinetische Energie thermalisiert sich. Als zusätzlicher Parameter wird damit die räumliche Dimension des Hohlraumes wichtig. Die Zahl der maßgebenden Parameter des Problems übersteigt dann die Zahl der unabhängigen Dimensionen. Die Temperatur kann in diesem Fall nicht mehr aus einer Dimensionsanalyse gewonnen werden.

III Zielsetzung der Experimente

Die Experimente dieser Arbeit haben die detaillierte Untersuchung der von lasergeheizten Hohlkugeln emittierten weichen Röntgenstrahlung zum Ziel. Bisher wurden in einer parallelen Arbeit von Pakula /9/ erste zeitintegrierte Messungen an Hohlkugeln beschrieben. Die weiterführenden Experimente dieser Arbeit haben ihren Schwerpunkt in zeit- und orts aufgelösten Strahlungsmessungen.

Orts aufgelöste Messungen mit Röntgenlochkameras, einem Lochgitterspektrometer und einer Schmierbildkamera mit Spaltabbildung sollen zunächst klären, ob außer der geheizten Wand in dem Hohlkugeltarget noch andere Quellen weicher Röntgenstrahlung existieren. Mögliche konkurrierende Strahlungsquellen sind die Ränder der Diagnostiklöcher in der Hohlkugelwand sowie das sich mit geheizter Wandmaterie füllende Volumen der Hohlkugel. An ebenen Targets wurde bevorzugte Emission von den Targeträndern nachgewiesen, die auf die sehr hohen elektrischen und magnetischen Felder in Laserplasmen zurückgeführt wurde /24/. Es soll untersucht werden, ob dieser Effekt auch in Hohlraumtargets auftritt und die Messung der Strahlung der geheizten Wand beeinflusst. Strahlung aus dem Volumen kann auftreten, wenn sich der Hohlraum nach einiger Zeit mit heißer, ablatierter Materie füllt, deren kinetische Energie im Innern der Kugel thermalisiert wird.

Für die Messung der Temperatur in lasergeheizten Hohlkugeln werden absolut geeichte Röntgenphotodioden und ein Transmissionsgitterspektrograph mit absolut geeichtem Röntgenfilm verwendet. Die experimentellen Ergebnisse sollen mit den Vorhersagen aus dem theoretischen Modell /9/ verglichen werden, in dem die Strahlungsdiffusion in die Wand unter der Annahme eines lokalen thermischen Gleichgewichtes zwischen Strahlung und Materie in der Strahlungswärmeleitungsnäherung beschrieben wird. In dieser Näherung dringt die Wärme in Form einer strahlungsgetriebenen, nichtlinearen Wärmewelle in die Wand ein. Die Wandtemperatur im Hohlraum stellt sich aufgrund eines Gleichgewichtes zwischen zugestrahlter Energie und den Verlusten in die Wand ein. Die wichtigste Vorhersage der Theorie, die in dieser Arbeit überprüft werden soll, betrifft die Wandtemperatur im Hohlraum als Funktion der zugeführten Laserintensität. In den Experimenten soll die über die Hohlkugelinnenwand gemittelte

Laserintensität durch Veränderungen der Laserenergie und dem Kugeldurchmesser in einem möglichst großen Bereich variiert werden.

Zur Bestimmung des zeitlichen Temperaturverlaufes in lasergeheizten Hohlkugeln werden in dieser Arbeit erstmals zeitaufgelöste Messungen mit Röntgenphotodioden und einer Röntgenschnierbildkamera durchgeführt. Die Kenntnis der Dauer der Röntgenemission ist eine Voraussetzung für die genaue Temperatúrauswertung von zeitintegrierten Röntgenspektren, die mit dem Transmissionsgitterspektrographen aufgenommen werden.

Neben der Temperatur ist auch die Tiefe, bis zu der die Strahlung in die Wand diffundieren kann, eine charakteristische Größe in einem lasergeheizten Hohlraum. In der Theorie ist diese Eindringtiefe durch die Ausdehnung der Strahlungswärmewelle gegeben. Die Eindringtiefe soll experimentell anhand dünner Goldfolien bestimmt werden, die in die Hohlraumwand integriert sind. Dazu wird mit dem Transmissionsgitterspektrographen die durch eine freie Öffnung in der Hohlkugelwand gemessene Röntgenstrahlung mit der durch dünne Goldfolien verschiedener Dicke gemessenen Strahlung verglichen. Wenn die Dicke der Goldfolie die Eindringtiefe der Strahlung erreicht, wird eine deutliche Änderung des Signals erwartet.

Der angestrebte Vergleich zwischen experimentellen Ergebnissen und den theoretischen Vorhersagen muß unter dem Vorbehalt gesehen werden, daß die in der Theorie vorgenommene Idealisierung durch die Annahme eines lokalen thermischen Gleichgewichtes zwischen Materie und Strahlung mit dem zur Verfügung stehenden Laser im Experiment noch nicht zutrifft. Daraus resultierende Abweichungen werden in Kap. VII diskutiert.

IV. Experimentelle Methoden und Instrumentation

1. Der Hochleistungslaser Asterix III

Die Experimente wurden mit dem Hochleistungslaser Asterix III /5,6/ am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching durchgeführt. Asterix III ist ein optisch gepumpter Jodlaser. Er liefert 300 ps lange Impulse mit einer maximalen Energie von 300 J. Die Wellenlänge beträgt 1,3152 μm .

Bei einem Jodlaser wird der magnetische Dipolübergang von dem ersten elektronisch angeregten Zustand des ^{127}I -Atomes ($^2\text{P}_{1/2}$) in den Grundzustand ($^2\text{P}_{3/2}$) ausgenutzt. Beide Zustände sind infolge der Hyperfeinwechselwirkung aufgespalten. Es sind insgesamt sechs Übergänge möglich, wobei der Übergang zwischen Niveaus mit den Gesamtdrehimpulsquantenzahlen $F = 3$ und $F = 4$ die höchste relative Intensität hat und daher im Laser dominiert. Die Inversionsbesetzung des $^2\text{P}_{1/2}$ -Zustandes wird durch optisches Pumpen eines Alkyljodides ($\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$) erreicht. Dabei wird in einem Photodissoziationsprozess das Jodatome im angeregten Zustand abgespalten:



Der Aufbau des Jodlasers ist schematisch in Abb. 2 dargestellt. Der Oszillator ist aktiv modengekoppelt. Er liefert einen Impulszug, aus dem im Impulsschneidesystem, bestehend aus zwei funkenstreckengetriggerten Pockelszellen und drei Glan-Polarisatoren ein Impuls herausgeschnitten wird, der in den nachfolgenden vier Verstärkern verstärkt wird.

Eine wichtige Forderung an Hochleistungslaser für Plasmaexperimente ist die wirksame Unterdrückung von Vorimpulsen. Vorimpulse können durch ein ungenügendes Kontrastverhältnis des Impulsschneidesystemes sowie durch selbstständige Oszillationen der Verstärker entstehen und in einem Targetexperiment das Target zerstören, bevor der Hauptimpuls eintrifft. Im Jodlaser Asterix III begrenzen ein hohes Kontrastverhältnis des Impulsschneidesystemes von 10^9 , sättigbare Absorber sowie Faradaydreher zur Entkopplung der Verstärker die Energie im Vorimpuls auf weniger als 1 mJ.

Zwei weitere Größen, die für Experimente an Hohlkugeln sehr wichtig sind, sind die Fokussierbarkeit des Laserlichtes und die räumliche Stabilität des Fokus. Verzerrungen der Wellenfront des Laserlichtes, die eine Abweichung von einem beugungsbegrenzten Fokusbereich zur Folge haben, können von Brechungsindexänderungen im Lasermedium oder in den optischen Komponenten verursacht werden. Für den Jodlaser ist jedoch der nicht-lineare Brechungsindex des Mediums sehr klein, so daß Selbstfokussierungseffekte vernachlässigt werden können. Abweichungen von einer ebenen Wellenfront sind daher auf optische Inhomogenitäten im Lasermedium oder in der Luft zwischen den Komponenten zurückzuführen /6/. Der kleinste

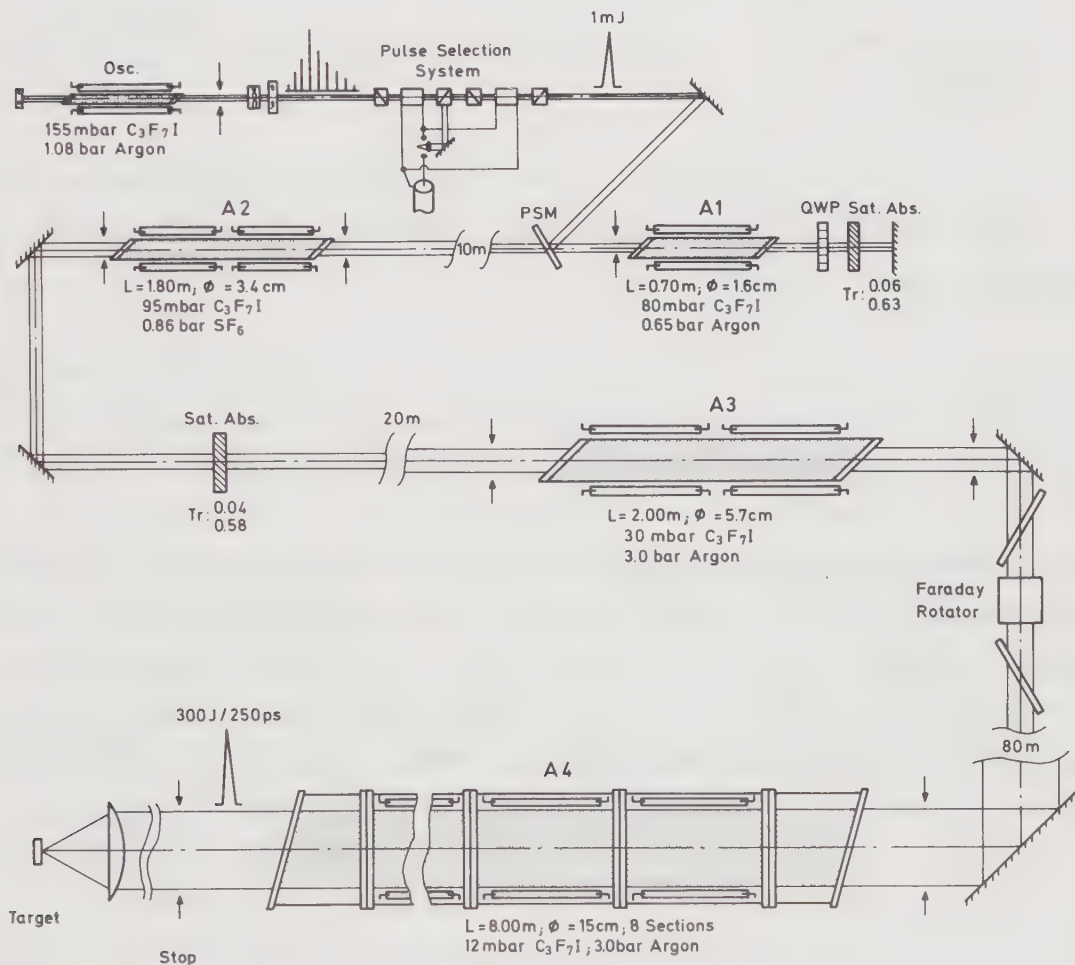


Abb. 2: Schematische Darstellung des Hochleistungslasers Asterix III am Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching.

erreichbare Fokusbereich am Target beträgt bei Fokussierung mit einer asphärischen Linse der Öffnung $f/2$ ca. $60 \mu\text{m}$ /7/.

Streuungen der Fokusposition in axialer Richtung, hervorgegangen durch inhomogenes Pumpen oder räumlich ungleichförmige Sättigung des Lasermediums, sind beim Jodlaser kleiner als $\pm 40 \mu\text{m}$ ($f/2$ Linse) /6/. Transversale Fluktuationen von Schuß zu Schuß können auftreten, wenn sich Temperaturgradienten transversal zur Strahlachse verschieden stark ausbilden. Die entsprechende Verschiebung des Fokus am Target beträgt $\sim 15\%$ des Fokusbereichs /6/.

Das Laserlicht kann mit KD*P-Kristallen frequenzvervielfacht werden. Der Konversionsgrad beträgt ungefähr 50% bei 2ω ($\lambda = 0,685 \mu\text{m}$) und 30% bei 3ω ($\lambda_L = 0,438 \mu\text{m}$) /8/.

Der Laserstrahl, der am Ausgang des 4. Verstärkers einen Durchmesser von 20 cm hat, wird mit einer asphärischen Linse der Öffnung $f/2,5$ in der Experimentierkammer fokussiert (Abb. 3).

Ein Teil des einfallenden und des vom Target reflektierten Lichtes wird von einem Strahlteiler zur Messung der Impulsenergie, der zeitlichen Impulsform und der räumlichen Strahlqualität ausgekoppelt.

Das Target befindet sich auf einem Verstellttisch im Zentrum der Targetkammer. Es kann in der Ebene senkrecht zur Strahlachse mittels eines Spiegelteleskopes, das auf einem Schlitten in den Strahlengang gebracht wird, und in axialer Richtung mittels einer Projektionsabbildung justiert werden. Die Experimentierkammer wird auf einen Restdruck $< 10^{-4} \text{ hPa}$ evakuiert.

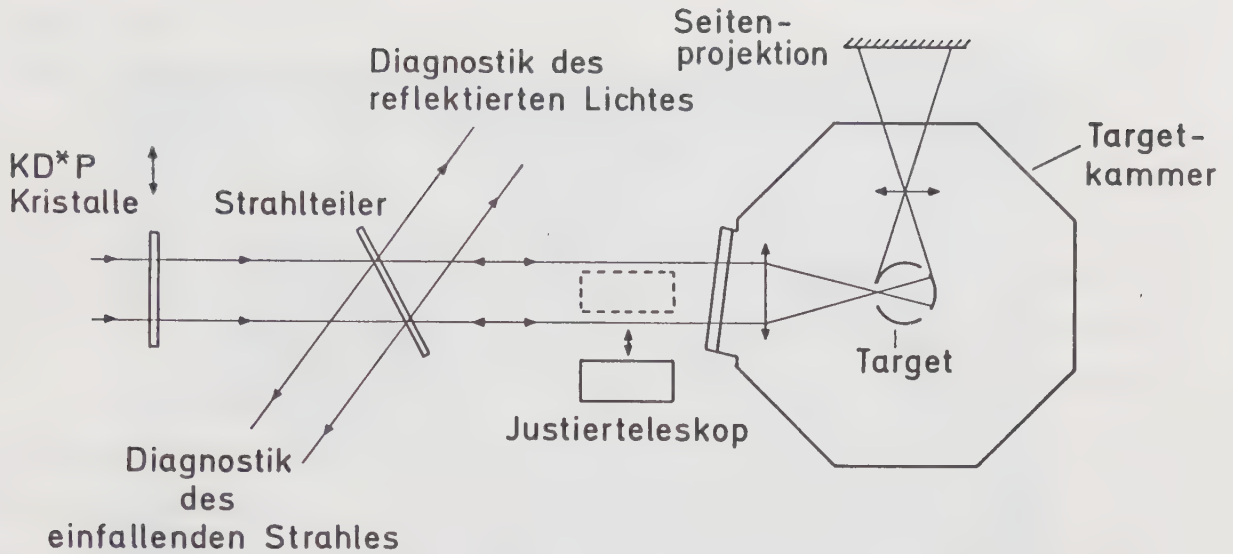


Abb. 3: Experimentierkammer, Justiereinrichtungen und Strahldiagnostik.

2. Hohlkugeltargets

In den Experimenten wurden kleine Hohlkugeln aus Gold verwendet, die mit einer Öffnung für die Einkopplung der Laserstrahlung und zwei kleinen Löchern für die Diagnostik der im Innern erzeugten Strahlung versehen waren. Die Flächennormalen der Löcher liegen in einer horizontalen Ebene durch die Laserachse und das Kugelzentrum unter Winkeln von 0° (Einschußloch) bzw. $\pm 135^\circ$ (Diagnostiklöcher). Durch diese Anordnung ist gewährleistet, daß die diagnostischen Instrumente, die unter Winkeln zwischen 135° und 180° zur Laserachse stehen, keine Sicht auf direkt vom Laser bestrahlte Wandelemente haben.

Für die Experimente standen zwei Typen von Hohlkugeln zur Verfügung (Abb. 4), deren Daten in Tabelle 1 aufgeführt sind. Die Hohlkugeln mit dem Durchmesser $D = 1 \text{ mm}$ bestehen aus zwei Halbschalen, die durch Bedampfen einer positiven Form und anschließende galvanische Verstärkung hergestellt wurden.

In einer ersten Targetserie wurden die Halbschalen nach dem Ausstanzen der Löcher mit einem Cyanacrylat-Klebstoff zusammengefügt. Wie sich später herausstellte, gelangten dabei geringe Mengen des sehr dünnflüssigen Klebstoffes auf die Innenwände der Halbschalen. Diese Verunreinigungen führten zu einer sehr schlechten Reproduzierbarkeit der Messungen an diesen Targets, welche durch die starke Abhängigkeit der Röntgenkonversion des Laserlichtes von der Kernladungszahl des Targetmaterials verursacht wurde /10/. Daraufhin wurde eine Schweißvorrichtung entwickelt, die es ermöglichte, die Halbschalen an dem etwa 1 mm überstehenden Flansch verunreinigungsfrei zu verschweißen.

Die kleinen Hohlkugeln mit dem Durchmesser $D = 280 \mu\text{m}$ wurden von der Firma Dr. Johannes Heidenhain, Traunreut, durch Goldbeschichtung von dünnwandigen Hohlkugeln aus Glas bei photolithographischer Abdeckung der Öffnungen und durch nachträgliches Herauslösen des Glasgerüsts hergestellt. Zur Unterdrückung von Störstrahlung erwies es sich als notwendig, bei den kleinen Hohlkugeln um das Einschußloch herum eine $10 \mu\text{m}$ dicke Goldblende mit einem Außendurchmesser von 3 mm anzubringen.

Tabelle 1: Spezifikationen der Hohlkugeltargets

Hohlkugel- durchmesser (μm)	Eintrittsloch- durchmesser (μm)	Diagnostik- lochdurchmesser (μm)	Wand- stärke (μm)
$D = 1000$	300	200	~ 40
$D = 280$	140	60	2

Um die in Kapitel III gestellten Fragen zu untersuchen, wurden einige Targets eingesetzt, die von der normalen Geometrie abwichen. Dazu gehörten Hohlkugeln mit nur einem und Hohlkugeln ohne Diagnostikloch. Außerdem wurden Halbkugeltargets mit $D = 1 \text{ mm}$ verwendet, bei denen die dem Laser zugewandte Halbschale entfernt wurde oder bei denen das von einem diagnostischen Instrument beobachtete Wandelement herausgeschnitten wurde. Diese Targets sollten dazu dienen, die vom Rand der

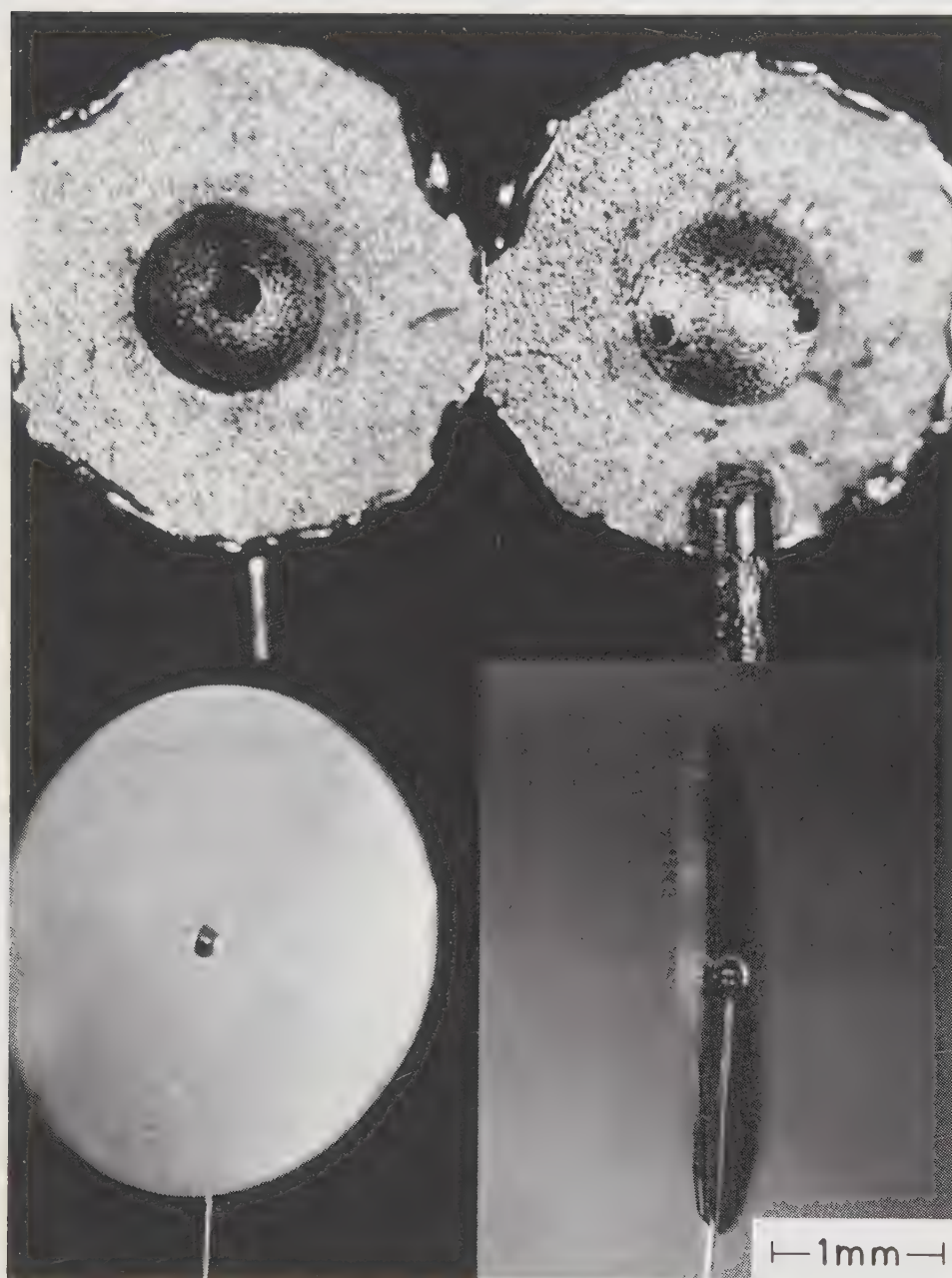


Abb. 4: Hohlkugeltargets

a,c: $D = 1 \text{ mm}$, Rück- und Vorderseite.

b,d: $D = 280 \text{ }\mu\text{m}$, Vorder- und Rückseite mit Flansch.

Diagnostiklöcher emittierte Strahlung von der Strahlung zu unterscheiden, die von der Hohlkugelinnenwand emittiert wird. Die Hohlkugeltargets wurden in der Experimentierkammer so justiert, daß der Fokus des Lasers in der Ebene des Einschußloches lag.

3. Röntgenlochkamas

Mit Röntgenlochkamas wurden zeitintegrierte, jedoch orts aufgelöste Messungen der von lasergeheizten Hohlkugeln emittierten Röntgenstrahlung durchgeführt. Die relativ hohe Intensität der Strahlung und die Verwendung eines empfindlichen Röntgenfilms (Kodak 101-01) ermöglichen eine gute Ortsauflösung. Die Lochblenden mit Durchmessern von $10\text{ }\mu\text{m}$ und $20\text{ }\mu\text{m}$ bestehen aus $10\text{ }\mu\text{m}$ dicken Goldfolien. Der Abbildungsmaßstab der Kamas beträgt 1:1 bei einem Abstand von 10 cm zwischen Target und Filmebene. Jeweils 7 Lochkamas wurden in einer konzentrischen Anordnung mit einem Beobachtungswinkel von 60° zu Vielfachlochkamas zusammengefaßt (Abb. 5), von denen je eine an Vorder- und Rückseite des Targets aufgestellt wurde.

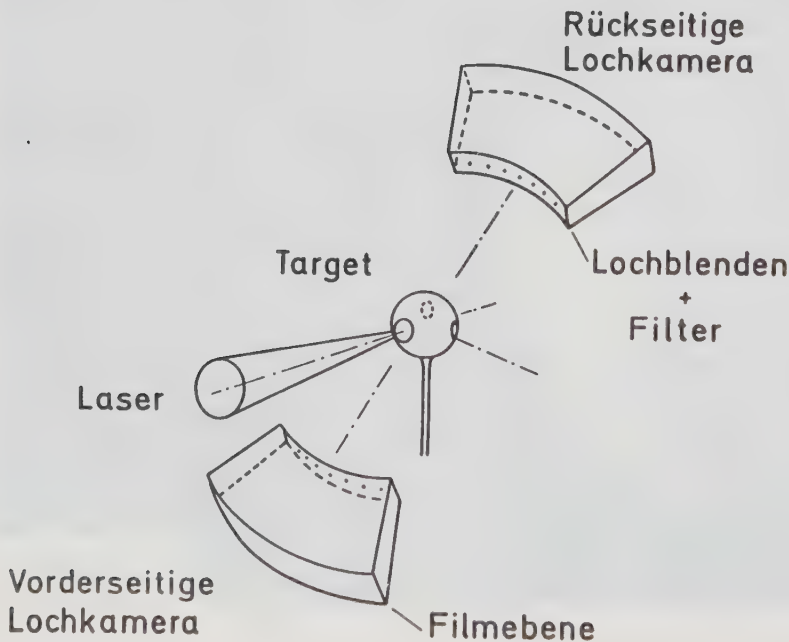


Abb. 5: Die Anordnung der Vielfachröntgenlochkamas an der Vorder- und Rückseite eines Hohlkugeltargets.

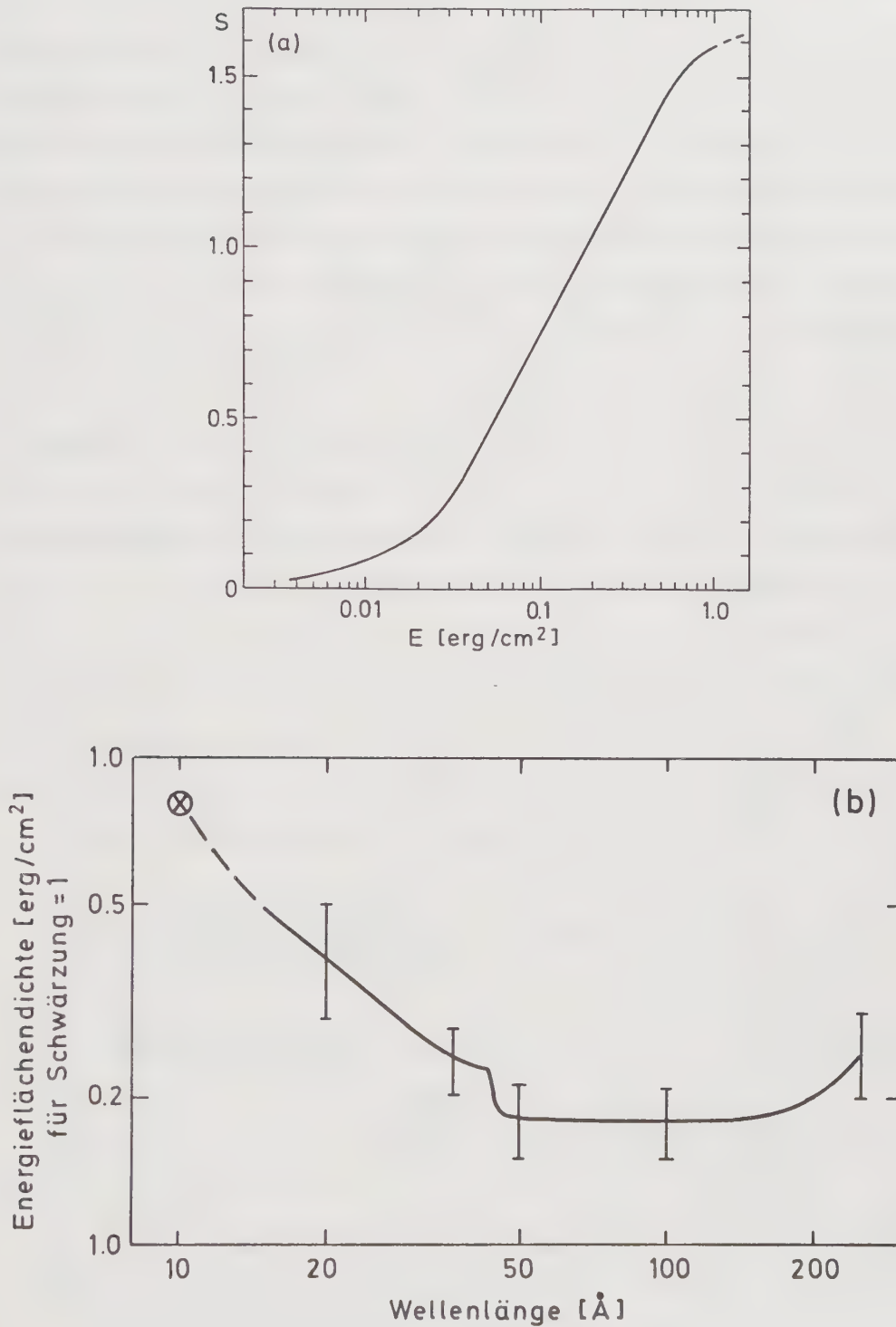


Abb. 6: Filmdaten für Kodak 101-01 Röntgenfilm nach Kishimoto /10/.

(a) Schwärzungskurve für $\lambda = 80 \text{ \AA}$.

(b) Die spektrale Empfindlichkeit des Filmes, dargestellt durch die Energiedichte, die auf dem Film die Schwärzung 1 erzeugt.

Die Lochkamas sind mit Aluminiumfiltern der Dicken 3, 6 und 8,5 μm versehen, die die Kamas gegen Tageslicht abdichten, den beobachteten Spektralbereich festlegen und zusammen mit dem Lochblendendurchmesser eine Änderung der Belichtung zulassen. Die spektrale Empfindlichkeit der Kamas wird zusätzlich durch die Wellenlängencharakteristik des Röntgenfilms bestimmt. Die Eigenschaften des Röntgenfilmes Kodak 101-01 sind in Abb. 6 dargestellt. Die Schwärzungskurve zeigt unabhängig von der Photonenenergie einen linearen Verlauf für Schwärzungen von 0,2 bis 1,5, entsprechend 0,03 bis $\sim 1 \text{ erg/cm}^2$. Als Maß für die spektrale Empfindlichkeit ist in Abb. 6b die Energiedichte auf dem Film (in erg/cm^2), die zur Erzielung der Schwärzung 1 notwendig ist, als Funktion der Wellenlänge aufgetragen. Der Film hat die höchste Empfindlichkeit für Photonen der Wellenlänge 50-200 $\text{\AA}$ und wird für Photonen längerer und kürzerer Wellenlänge unempfindlicher. Die Faltung von spektraler Filmempfindlichkeit und Filtertransmission ist Abb. 7 zu entnehmen.

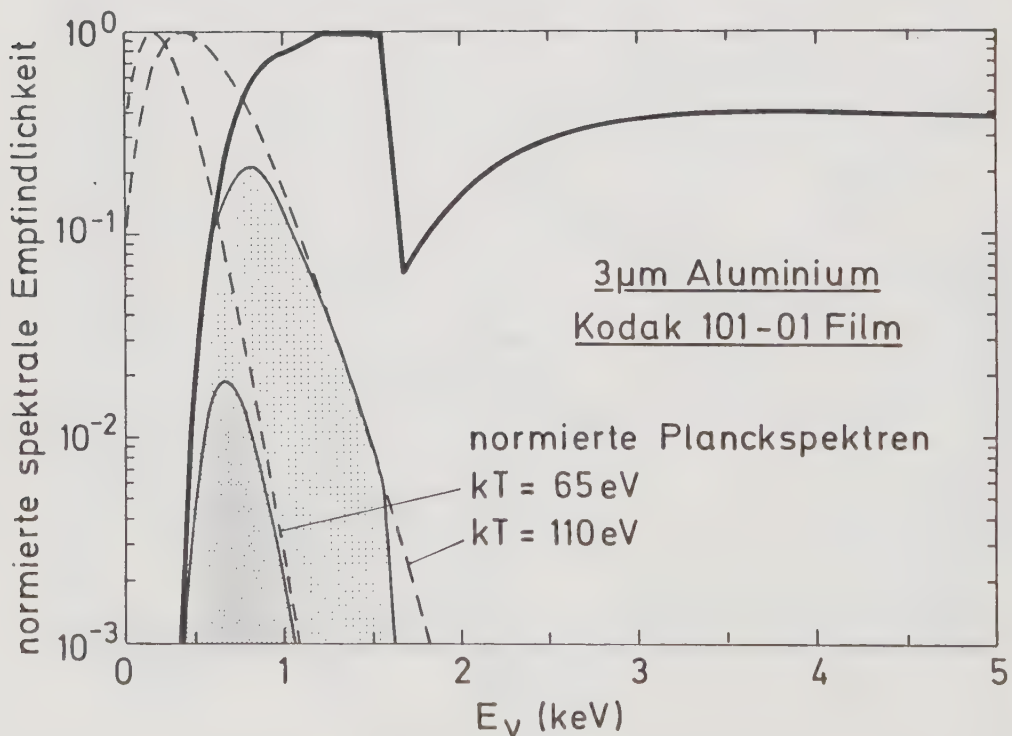


Abb. 7: Die spektrale Empfindlichkeit der Röntgenlochkamas als Faltung von Filtertransmission (3 μm Aluminium) und spektraler Empfindlichkeit des Röntgenfilmes Kodak 101-01 (Breite Kurve). Die punktierten Flächen stellen die Faltung der spektralen Empfindlichkeit mit normierten Planckkurven für 65 eV und 110 eV dar.

4. Röntgenphotodioden

Röntgenphotodioden (XRD) eignen sich zur zeitaufgelösten, aber räumlich integrierten Messung von Röntgenstrahlung. Zusätzlich zur Zeitauflösung kann durch die Verwendung von Filtern noch eine gewisse spektrale Auflösung erreicht werden. Die Dioden beruhen auf dem äußeren Photoeffekt und sind den im sichtbaren Spektralbereich Anwendung findenden Vakuumphotozellen ähnlich. Röntgenphotodioden arbeiten aber mit anderen Kathodenmaterialien und werden ohne Eintrittsfenster offen in der Experimentierkammer betrieben.

4.a Aufbau der Röntgenphotodioden

Der Aufbau der Röntgenphotodioden ist Abb. 8 zu entnehmen. Die Kathode besteht aus massivem poliertem Kupfer mit einer Fläche von $3,1 \text{ cm}^2$. In einem Abstand von 2,5 mm zu ihr befindet sich ein Drahtgeflecht mit 50% Transmission als Anode. Mit der Anode ist ein 20 cm langes Kupferrohr verbunden, das zur Abschirmung von elektromagnetischen Einstreuungen dient. Die Dioden sitzen in koaxial aufgebauten Fassungen Typ 56041 von Valvo. Ein Kondensator ist direkt in die Fassung integriert, um die Anodenspannung während des Signalanstiegs konstant zu halten.

Bei den Messungen an Hohlkugeln wurden zwei Röntgenphotodioden verwendet, die in einem Abstand von 110 cm zum Target elektrisch isoliert an die Experimentierkammer angeflanscht wurden. Die Beobachtungsrichtungen der Dioden schlossen Winkel von 125° bzw. 135° mit der Laserachse ein. Eine Anordnung von jeweils zwei Lochblenden verhinderte, daß an den Innenwänden der Vakuumrohre, in denen sich die Dioden befanden, reflektierte oder gestreute Strahlung auf die Kathode fiel.

Die Signale der beiden Dioden wurden über 5 m lange 50Ω Koaxialkabel zwei 1 GHz Oszillographen (Tektronix 7104) zugeführt, die in einer getrennt geerdeten, abgeschirmten Meßkabine standen. Die Signalkabel wurden sorgfältig gegen elektromagnetische Einstreuungen abgeschirmt. Dem Rönt-

genphotodiodensignal wurde das Signal einer Infrarotphotodiode (Valvo XA 1003), die über einen Strahlleiter ausgekoppeltes Laserlicht mißt, zeitlich verzögert überlagert. Dieses Signal diente als Zeitreferenz und ermöglichte eine zeitliche Zuordnung der Röntgensignale der beiden Dioden.

Das Zeitauflösungsvermögen der Dioden wird durch das Zeitverhalten der Röntgendioden selbst, der Übertragungsleitungen und des Oszillographen mit Verstärker bestimmt. Die Diodenanstiegszeit (10% bis 90%) hängt von der Flugzeit der Photoelektronen zwischen den Elektroden ab, die bei vernachlässigter Anfangsgeschwindigkeit an der Kathode durch

$$t_1 = d \left(\frac{m_e}{2eU} \right)^{1/2}$$

gegeben ist. Für $d = 2,5 \text{ mm}$ und $U = 2,2 \text{ kV}$ beträgt sie 89 ps . Die Abklingzeit der Diode berechnet sich aus der charakteristischen Entladungszeit der Kapazität zwischen Anode und Kathode:

$$t_2 = R \cdot C = \epsilon_0 R \frac{F_k}{d} \quad .$$

Sie beträgt 56 ps bei einer Fläche von $F_k = 3,14 \text{ cm}^2$ und $d = 2,5 \text{ mm}$. Vergleicht man diese Werte mit der Anstiegszeit des Oszillographen, die bei einer Bandbreite von 1 GHz ungefähr 330 ps beträgt, so wird deutlich, daß das Gesamtauflösungsvermögen der Messung weitgehend von der Bandbreite des Oszillographen begrenzt wird. Die Dämpfung der Signalkabel beträgt $\sim 2,5 \text{ db}$ bei 1 GHz .

Zur experimentellen Bestimmung der Zeitauflösung des Systemes wurden Messungen der harten Röntgenstrahlung am lasererzeugten Plasma eines ebenen Goldtargets vorgenommen. Die Laserdaten bei den Messungen waren: $E_L \sim 10 \text{ J}$, $\tau = 300 \text{ ps}$ und $\lambda = 1,3 \text{ }\mu\text{m}$. Die Laserstrahlintensität auf dem Target betrug $\Phi \sim 5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Die Dioden waren mit $9,4 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Aluminiumfiltern versehen, so daß nur harte Röntgenstrahlung von $E_\nu \sim 1 \text{ keV}$ gemessen wurde. Schmierbildkameraaufnahmen in diesem Spek-

Aufbau der Röntgenphotodiode

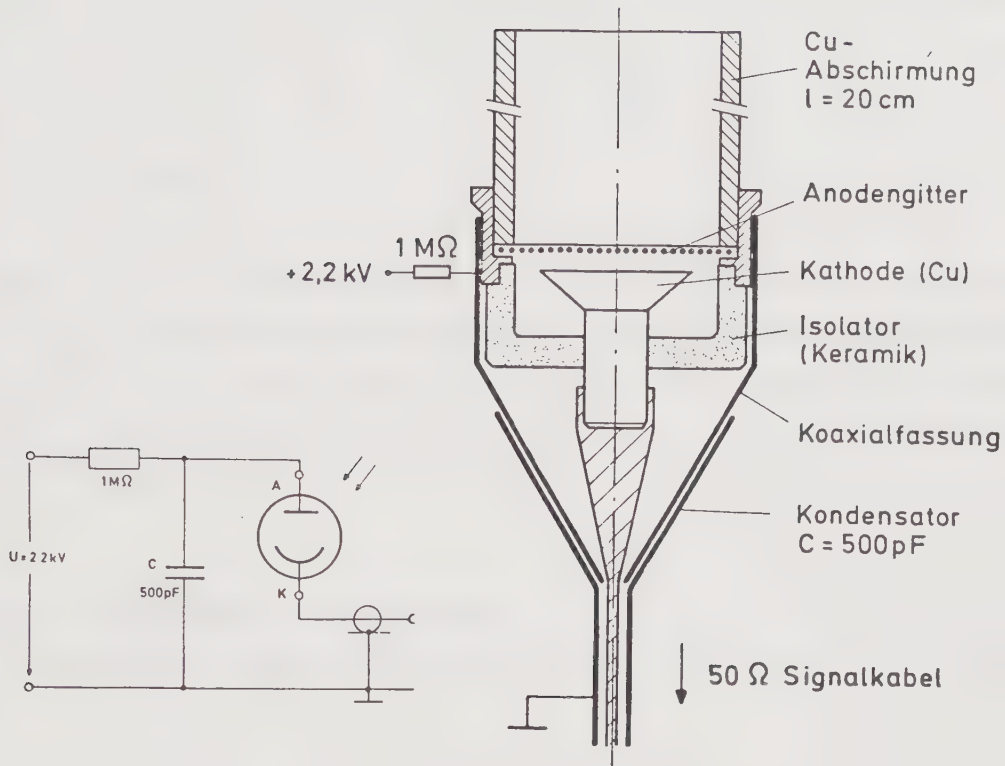


Abb. 8: Schaltung und Aufbau der Röntgenphotodiode.

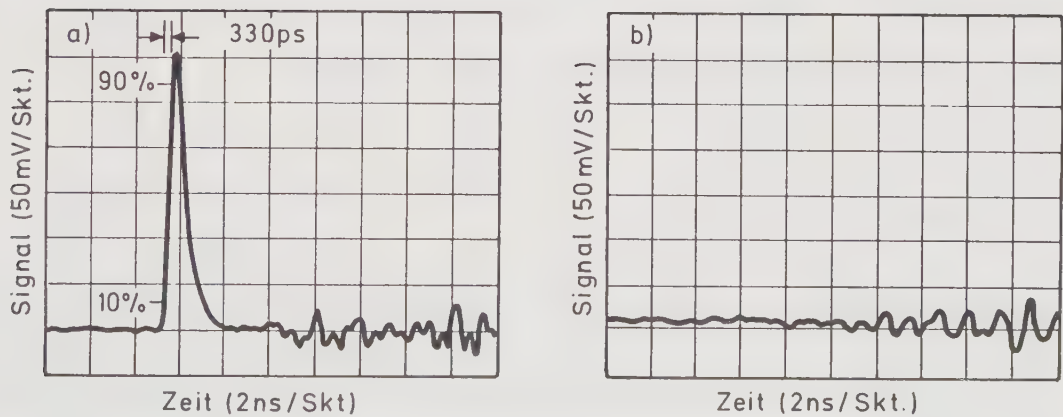


Abb. 9: (a) Röntgenphotodiodensignale eines am ebenen Au-Target erzeugten Laserplasmas ($E_L \sim 10 \text{ J}$).
(b) Messung des Störsignals. Direktes Röntgenlicht abgeschirmt.

tralbereich haben gezeigt, daß die harte Röntgenstrahlung des Au-Plasmas eine Anstiegszeit kleiner als 200 ps hat. Abb. 9 zeigt ein typisches Diodensignal der vom ebenen lasererzeugten Au-Plasma emittierten Röntgenstrahlung. Die Anstiegszeit beträgt 330 ps, die Impulshalbwertsbreite 650 ps. Die Abklingzeit der Meßanordnung kann mit Plasmastrahlung nicht zuverlässig bestimmt werden, da die Abklingzeit der Quelle selbst zu lang ist.

In einem Auflösungstest mit 30 ps langen Impulsen eines YAG-Lasers wurde die Röntgenphotodiodenzelle gegen eine Photozelle (XA 1003) für sichtbares Licht ausgetauscht. Damit wurden eine Anstiegszeit von 340 ps und eine Impulshalbwertsbreite von 550 ps gemessen. Die Abklingzeit betrug infolge von nicht restlos unterdrückten Reflexionen innerhalb der Fassung ~ 600 ps.

Die Aussteuerbarkeit einer Diode ist durch die Betriebsspannung U und den Elektrodenabstand d bestimmt. Nach der Schottky-Langmuir Formel ist

$$i = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \cdot \frac{U^{3/2}}{d^2}$$

die Stromdichte, unterhalb derer der Strom gesättigt ist und die Diode im Proportionalbereich arbeitet. Bei größeren Stromdichten findet ein Übergang in das Raumladungsgebiet statt, in dem Strahlungsintensität und Ausgangssignal nicht mehr proportional zueinander sind. Für $U = 2,2$ kV, $d = 2,5$ mm und eine Kathodenfläche von $3,14 \text{ cm}^2$ arbeitet die Diode linear bei Signalen unter 600 V an 50Ω .

4.b Auswertung der Signale

Röntgenphotodioden erlauben Absolutmessungen der einfallenden Strahlung unter der Voraussetzung, daß die Empfindlichkeit der Kathode und die Filtertransmission als Funktion der Wellenlänge bekannt sind. Der Zusammenhang zwischen der Strahlungsintensität I_λ einer Quelle, der Fläche F und dem Signal einer Diode, die die Quelle unter dem Raumwinkel Ω sieht und mit der Flächennormalen der Quelle den Winkel ψ einschließt, lautet:

$$S_d = eRF\Omega \cdot \cos\psi \int_0^\infty \frac{I_\lambda T_\lambda c_\lambda}{E_\lambda} d\lambda \quad .$$

Hierbei ist

e	: Elementarladung
R	: Innenwiderstand des Meßinstrumentes
T_λ	: Filtertransmission
c_λ	: Kathodeneffizienz in Elektronen/Photon
E_λ	: Photonenenergie

Unter der Annahme, daß die Quelle Schwarzkörperstrahlung emittiert, kann aus diesen gemessenen Signalen deren Temperatur abgeleitet werden.

Für die Kathodeneffizienz c_λ wurden experimentelle Daten aus der Literatur im Wellenlängenbereich $1,4 \text{ \AA} < \lambda < 532 \text{ \AA}$ herangezogen (Abb. 10).

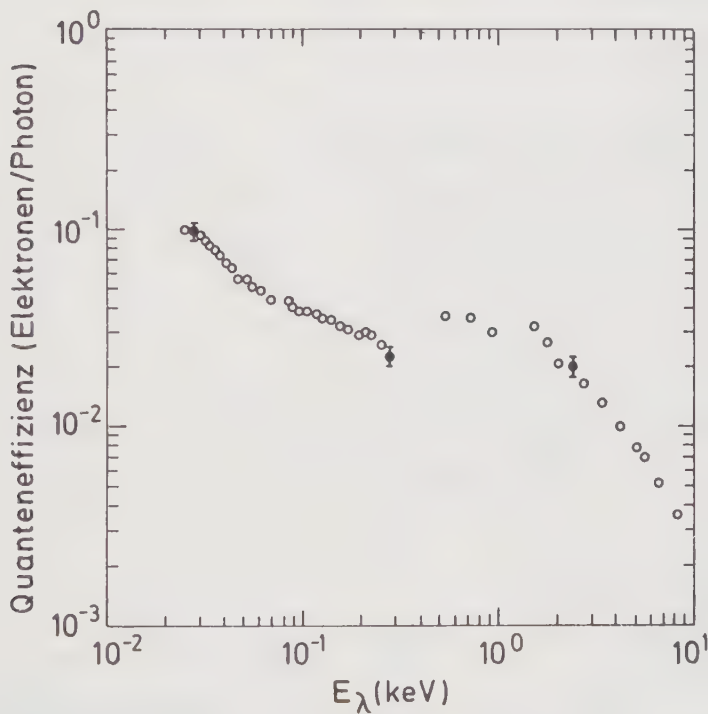


Abb. 10: Die Quanteneffizienz des äußeren Photoeffektes an Kupfer als Funktion der Photonenenergie E_λ nach Day et al. /11/.

Für den Absorptionskoeffizienten des Filters T_λ wurden gerechnete Daten für $10^{-2} \text{ \AA} < \lambda < 124 \text{ \AA}$ verwendet /12/. Die spektrale Empfindlichkeit der Röntgenphotodioden ergibt sich aus der Faltung von Filtertransmission und Kathodeneffizienz (Abb. 11). Die Diode ohne Filter ist im gesamten Bereich von unter $10 \text{ \AA}$ bis über $500 \text{ \AA}$ empfindlich. Die Diode mit Makrofolfilter mißt im wesentlichen oberhalb der C-Kante bei $44 \text{ \AA}$ und um $10 \text{ \AA}$, wobei für Strahlungstemperaturen unter 100 eV die Strahlung oberhalb $44 \text{ \AA}$ den größten Beitrag zum Signal liefert. Mit einem Aluminium-Filter ist eine Röntgenphotodiode fast ausschließlich im Wellenlängenbereich um $10 \text{ \AA}$ empfindlich. Die Kathode empfängt daher bei Temperaturen von 50 bis 100 eV nur einen Bruchteil von der Größenordnung 10^{-3} der von einem schwarzen Strahler emittierten Photonen. Der Zusammenhang zwischen der Temperatur eines schwarzen Strahlers und dem Diodensignal wird für verschiedene Filter in Kap. V angegeben.

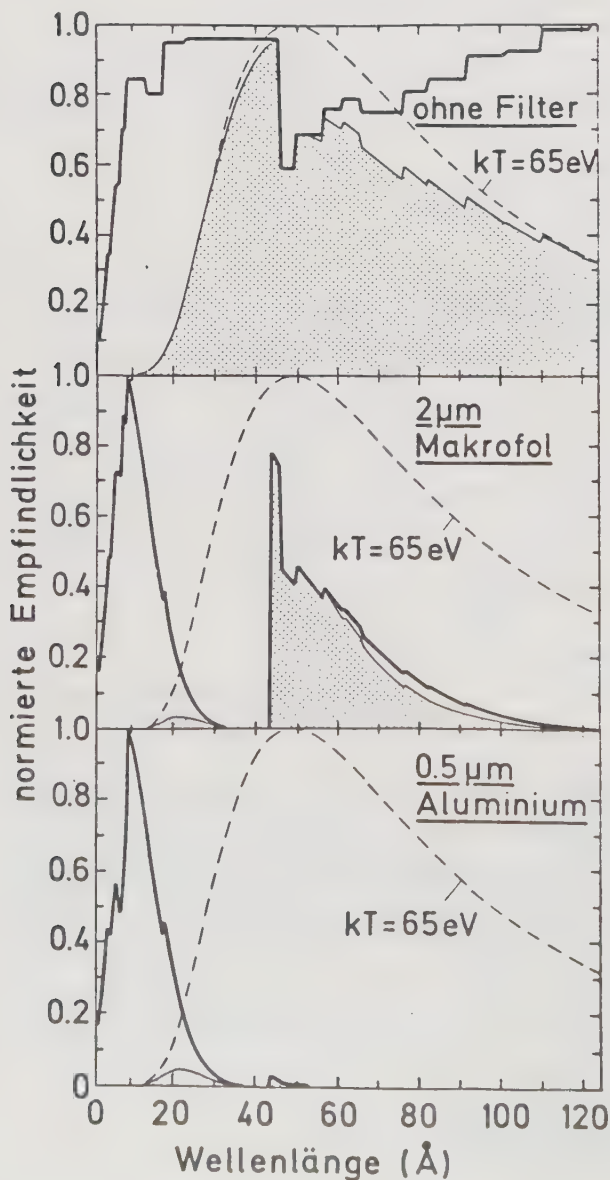


Abb. 11:

Die spektrale Empfindlichkeit der Röntgendioden als Produkt von Kathodenempfindlichkeit und Filtertransmission. Die Faltung mit einer Planckkurve ($kT=65\text{eV}$) zeigt den spektralen Meßbereich bei einer typischen Hohlraumtemperatur.

5. Der Transmissionsgitterspektrograph

Der Transmissionsgitterspektrograph für weiche Röntgenstrahlung besteht aus einer Lochkamera mit Film in Kombination mit einem Transmissionsgitter (Abb. 12). Das Transmissionsgitter ist freitragend in die Lochblende integriert. Wichtige Daten zu den Transmissionsgitterlochblenden sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

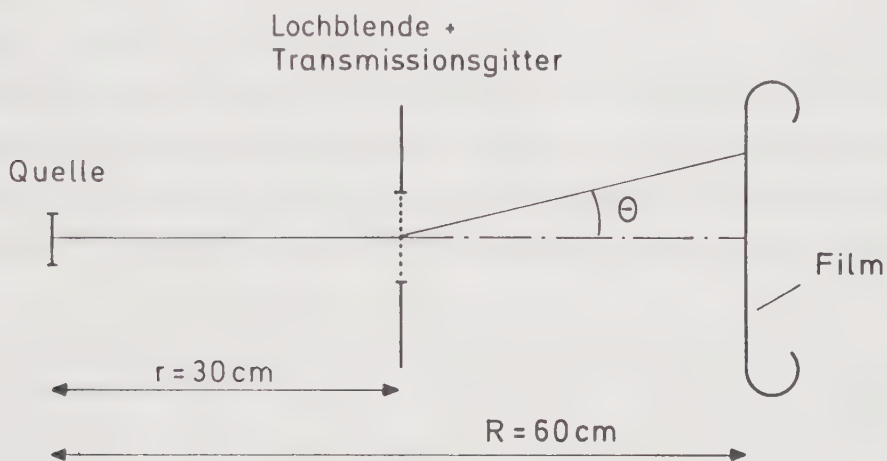


Abb. 12: Die Geometrie des Transmissionsgitterspektrographen.



Abb. 13:

Elektronenmikroskopische Aufnahme eines freitragenden Transmissionsgitters für weiche Röntgenstrahlung. Das Gitter mit 1000 Linien/mm ist in eine Lochblende mit einem Durchmesser von ca. $25 \mu\text{m}$ integriert. Herstellung: Fa. Dr. Johannes Heidenhain, Traunreut.

In der 0. Beugungsordnung erzeugt die Lochblende eine Lochkameraabbildung der Strahlungsquelle. Die höheren Beugungsordnungen werden durch Überlagerungen solcher Abbildungen bei jeder Wellenlänge gebildet. Senkrecht zur Dispersionsrichtung sind die Spektren daher orts aufgelöst. Die Profile der Spektren in Ortsrichtung wurden für kreisförmige, homogene Quellen von Pakula berechnet /9/.

Die absoluten Beugungseffizienzen für die verschiedenen Beugungsordnungen wurden von Predehl /13/ gerechnet und gemessen. Die Effizienz ist als der Bruchteil des einfallenden Lichtes definiert, der in eine bestimmte Ordnung gebeugt wird. Abb. 14 zeigt Predehls Ergebnisse für ein Gitter mit 1000 Linien/mm. Die Effizienz eines reinen Amplitudengitters ist ausschließlich vom Verhältnis der Stegbreite zur Lückenbreite und nicht von der Wellenlänge abhängig. Im vorliegenden Fall ist dieses Verhältnis gleich 1, so daß alle geraden Beugungsordnungen verschwinden.

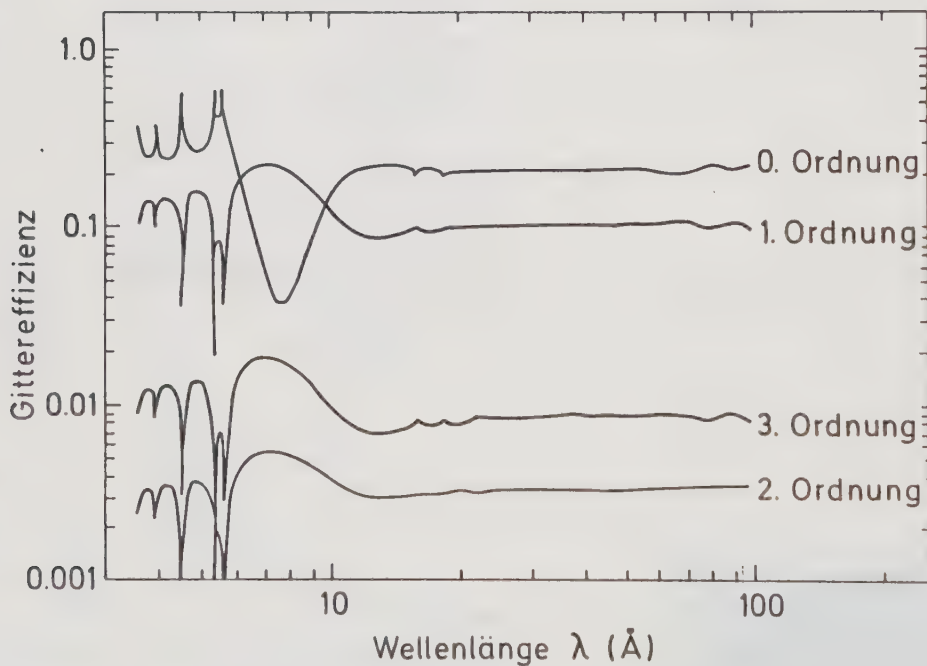


Abb. 14: Die Gittereffizienz für Beugung in die 0. bis 3. Ordnung als Funktion der Wellenlänge nach Predehl /13/.

Tabelle 2: Wichtige Daten der Transmissionsgitterlochblenden

Substrat	Gold
Lochblenden $\emptyset$	25 μm
	50 μm (mit Stützbalken)
Linienzahl	1000 L/mm
Stegbreite	0,5 μm
Stegdick	0,4 μm (nominell)

Wie Abb. 14 zeigt, ist die Annahme eines Amplitudengitters oberhalb etwa 10 Å gerechtfertigt. Allerdings liefert die 2. Ordnung einen kleinen Beitrag, was auf eine kleine Abweichung des Steg-Lücke-Verhältnisses von 1 schließen läßt. Unterhalb 10 Å ergeben sich komplizierte Strukturen für die Beugungseffizienz, die mit dem Vorliegen eines Phasengitters zusammenhängen. Die Stege sind hier nicht mehr dick genug, um die härtere Röntgenstrahlung vollständig abzuschirmen. Für die Auswertung der an lasergeheizten Hohlkugeln aufgenommenen Spektren wurde vereinfachend eine wellenlängenunabhängige Gittereffizienz von 10% für die 1. Ordnung angenommen. Die Beugung in höhere Ordnungen kann in guter Näherung vernachlässigt werden.

Zur Wellenlängenauflösung des Spektrographen tragen die endliche geometrische Auflösung der Lochblendenabbildung sowie die endliche Zahl von Gitterlinien des Transmissionsgitters bei. Bei der verwendeten Anordnung ist die Wellenlängenauflösung jedoch allein durch die Geometrie der Lochblendenabbildung bestimmt. Das geometrische Auflösungsvermögen bezogen auf die Gegenstandsebene ist durch die Projektion der Lochblende von der Filmebene in die Gegenstandsebene gegeben und beträgt 50 μm .

Für die Aufnahme der Spektren wurde wiederum der Röntgenfilm Kodak 101-01 verwendet (siehe IV.3).

6. Die Röntgensmierbildkamera

Die Schmierbildkamera ermöglicht eine wesentlich höhere Zeitauflösung als die Röntgenphotodioden bei gleichzeitiger Ortsauflösung. Das Instrument wurde am Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching entwickelt /14/. Der Aufbau der Röntgensmierbildkamera ist schematisch in Abb. 15 gezeigt.

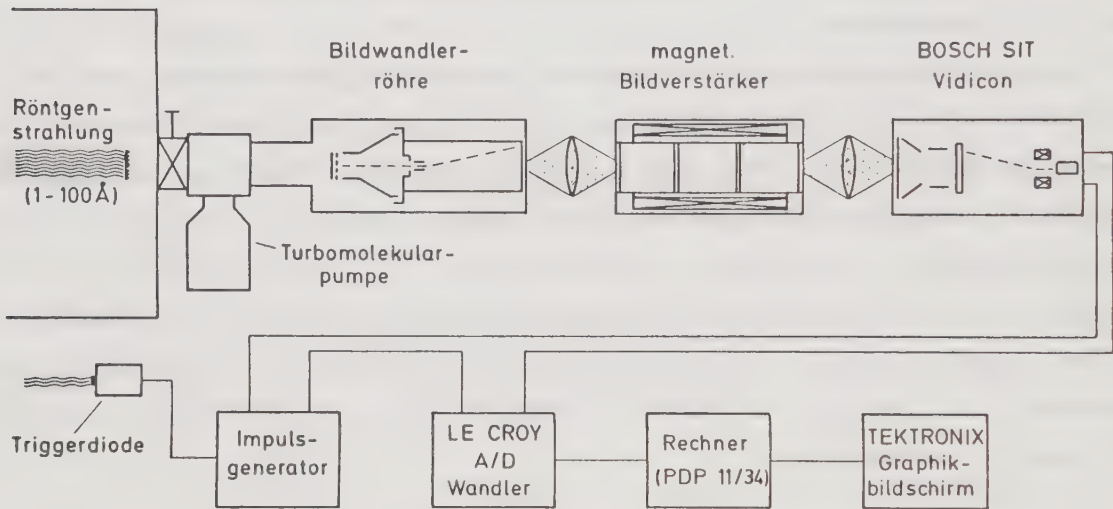


Abb. 15: Der Aufbau der Röntgensmierbildkamera mit Anschluß an Experimentierkammer, Bildwandlerröhre, Bildverstärker, Vidiconkamera und Bildauswertungssystem in schematischer Darstellung.

Die Bildwandlerröhre wird von einer eigenen Turbomolekularpumpe auf einen Druck von $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ hPa evakuiert und direkt mit der Targetkammer verbunden (differentielles Pumpsystem). Die zu messende Röntgenstrahlung wird auf den am Eingang der Bildwandlerröhre befindlichen Kathodenspalt abgebildet. Die Transmissionskathode ist aus einer 1100 Å dicken CsI-Schicht aufgebaut, die auf eine 1000 Å dicke Kohlenstoffolie als Substrat

aufgedampft wurde. Diese Doppelschichtfolie liegt trägerlos über dem $300\text{ }\mu\text{m} \times 14\text{ mm}$ großen Kathodenspalt. Die Quantenausbeute der Transmissionsphotokathode ist in Abb. 16 als Funktion der Photonenenergie angegeben. Die Kathodenempfindlichkeit ist maximal zwischen 0,1 und 1 keV. Für niedrigere Energien macht sich die Absorption des Kohlenstoffsubstrates bemerkbar, während die harten Photonen über 1 keV die Kathode nur mit geringer Wechselwirkung passieren. Das Schmierbild am Ende der Bildwandlerkamera wird mit einem magnetisch fokussierten Bildverstärker verstärkt und einem Vidicon zugeführt. Das Vidicon liefert Signale, die digitalisiert werden, auf einer PDP 11/34 verarbeitet und an einem Graphikbildschirm dargestellt werden können. Zu der Datenverarbeitungsprozedur gehört die Korrektur der Nichtlinearität zwischen Eingangs- und Ausgangssignal der Vidiconkamera (Abb. 17). Alle Daten wurden auf Magnetbändern gespeichert und an der Großrechenanlage des MPI für Plasmaphysik ausgewertet.

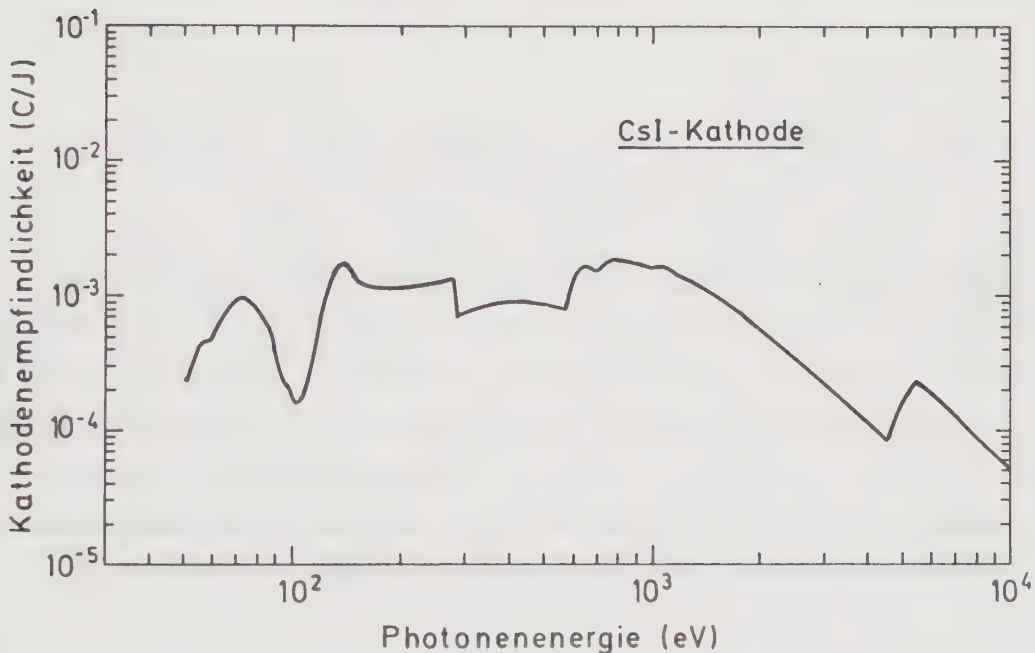


Abb. 16: Der Quantenwirkungsgrad der Transmissionskathode der Röntgenshmierbildkamera nach Tsakiris /14/.

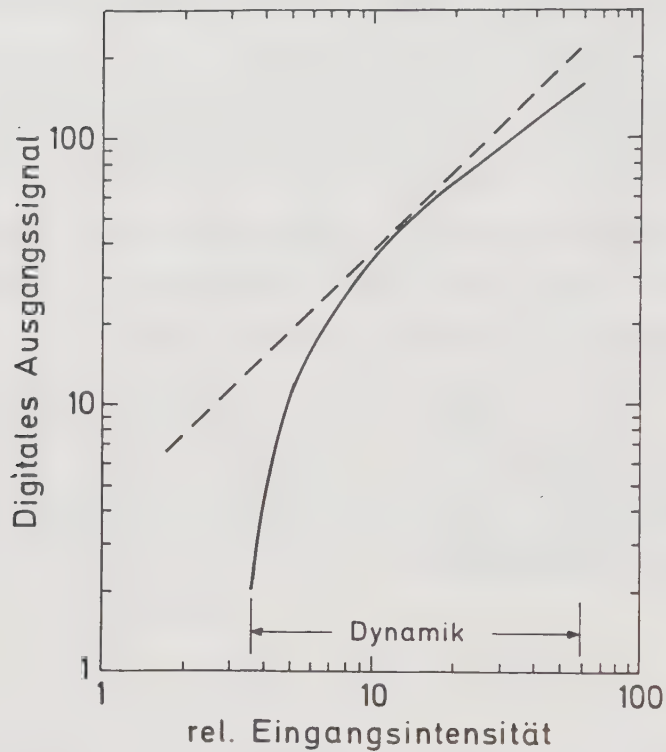


Abb. 17: Die Antwortkurve der Vidiconkamera. Die gestrichelte Gerade zeigt zum Vergleich den linearen Verlauf.

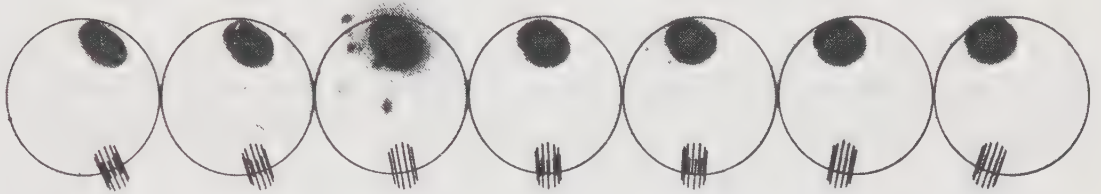
Die Röntgenschnierbildkamera kann mit vier verschiedenen Ablenkgeschwindigkeiten betrieben werden. Die entsprechenden beobachtbaren Zeitintervalle sind 1,5 bis 8 ns bei Zeitauflösungen zwischen 30 ps und 200 ps. Der dynamische Bereich der Röntgenschnierbildkamera beträgt ungefähr 30 und ist bei mittleren Beleuchtungsstärken ausschließlich von der Dynamik des Vidicons bestimmt. Bei sehr hohen Beleuchtungsstärken können Stromdichteeffekte der Kathode wichtig werden.

V. Experimentelle Ergebnisse

1. Röntgenlochkameraaufnahmen

Die Aufnahmen mit Röntgenlochkameras an großen Hohlkugeln (Abb. 18) zeigen sehr starke Röntgenemission aus den Diagnostiklöchern und aus dem Eintrittsloch.

(a)



Blende (μm) :	20	20	20	20	10	20	20
Filter (μm) :	6	6	3	6	3	6	6

(b)



Blende (μm) :	20	20	10	20	20	20	20
Filter (μm) :	6	6	3	6	3	6	6

Abb. 18: Röntgenlochkameraaufnahmen der Röntgenstrahlung eines laser-geheizten Hohlkugeltargets mit $D = 1 \text{ mm}$. Jeder Aufnahme sind die Konturen der Hohlkugel sowie die Position des Haltedrahtes für die jeweilige Beobachtungsrichtung überlagert. Die angegebenen Werte beziehen sich auf den Lochblendendurchmesser (in μm) und die Dicke des Aluminiumfilters (in μm).

(a) Aufnahmen der Vorderseite des Targets mit dem Eintrittsloch.

(b) Aufnahmen der Rückseite des Targets mit den 2 Diagnostiklöchern. Das Eintrittsloch an der Vorderseite der Kugel ist gestrichelt angedeutet.

Die mit 20 μm Lochblendendurchmesser und 6 μm Al - Filter belichteten Aufnahmen zeigen die Öffnungen des Hohlkugeltargets als homogen strahlende, scharf begrenzte Flächen mit etwas stärkerer Emission an den Rändern. Die Aufnahmen lassen sich sehr gut mit den für die jeweiligen Beobachtungsrichtungen gerechneten Konturen der Hohlkugeln überlagern /15/.

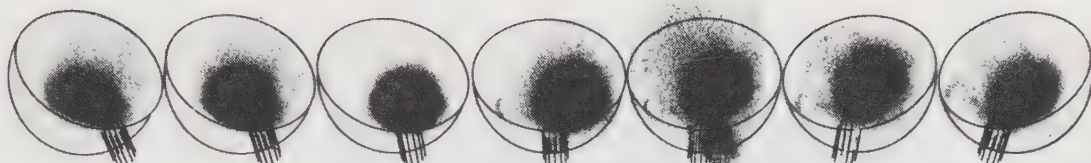
Bei den am stärksten belichteten Aufnahmen (20 μm Lochblendendurchmesser, 3 μm Al-Filter) beobachtet man eine diffuse Schwärzung, die von der Rekombinationsstrahlung des aus den Hohlkugelöffnungen herausströmenden Plasmas erzeugt wird. Bei seitlicher Beobachtung eines Diagnostikloches sieht man deutlich, daß es sich um Strahlung eines ausströmenden Plasmas und nicht um Strahlung von der Oberfläche des Targets handelt. Als Nebenerscheinung ist auf der am stärksten belichteten Aufnahme von der Vorderseite Plasmastrahlung aus den sehr schwachen ca. fünf Nebenfoki des Laserstrahles zu sehen.

Die Aufnahmen in Abb. 19 sind mit der gleichen geometrischen Anordnung wie die aus Abb. 18, jedoch an einem Halbschalentarget aufgenommen worden. Das Halbschalentarget besteht aus der dem Laser abgewandten Hemisphäre eines Hohlkugeltargets. Von der Vorderseite sieht man den Brennfleck des Laserstrahles. Die Strahlung aus dem Brennfleck ist so intensiv, daß alle Aufnahmen an dieser Stelle überbelichtet sind. Interessant an diesen Aufnahmen ist, daß die nicht direkt vom Laser bestrahlten Wandelemente relativ kalt bleiben und im Gegensatz zu den Aufnahmen an der geschlossenen Hohlkugel keine Strahlung emittieren. Bei zunehmender Belichtung beobachtet man Strahlung aus dem im Laserbrennfleck erzeugten, abströmenden Plasma.

Die Diagnostiklöcher zeigen auf den stärker belichteten Aufnahmen sowohl von der Vorderseite, als auch von der Rückseite ungleichmäßige Leuchterscheinungen am Rand. Es ist dort keine Strahlung aus der Diagnostiklochfläche zu sehen.

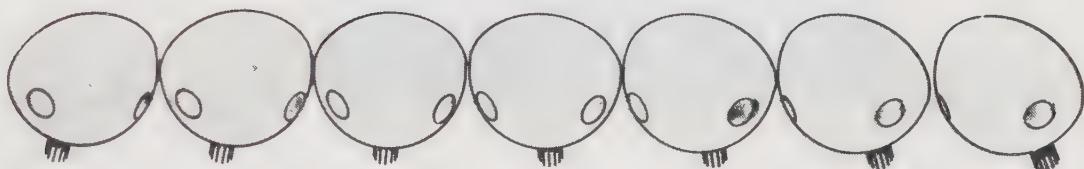
Bei den Lochkameraaufnahmen von kleineren Hohlkugeln mit entsprechend kleinerem Eintrittsloch (Abb. 20) wurde ein Teil der Laserenergie am äußeren Rand des Eintrittsloches absorbiert und erzeugte dort Röntgenstrahlung. Durch diese Tatsache wurden Aufnahmen von der Vorderseite erschwert.

(a)



Blende (μm):	20	20	20	20	10	20	20
Filter (μm):	6	6	8.5	6	3	6	6

(b)



Blende (μm):	20	20	10	20	20	20	20
Filter (μm):	6	6	3	85	3	6	6

Abb. 19: Röntgenlochkameraaufnahmen der Röntgenstrahlung aus einem laserbestrahlten Halbschalentarget mit $D = 1 \text{ mm}$. Die Konturen der Halbschale sind entsprechend der jeweiligen Beobachtungsrichtung überlagert. Die zugeordneten Werte beziehen sich auf den Lochblendendurchmesser (in μm) und die Dicke des Aluminiumfilters (in μm).

(a) Aufnahmen von der Vorderseite.

(b) Aufnahmen von der Rückseite.

Abb. 20 zeigt eine Lochkameraaufnahme der Rückseite. Man erkennt deutlich die Strahlung aus den beiden Diagnostiklöchern. Im oberen Teil der Aufnahme ist eine halbmondförmige Schwärzung zu sehen, die von der Strahlung des an der Vorderseite erzeugten Plasmas verursacht und vom Hohlkugeltarget teilweise abgeschirmt wird. Das Signal im Zentrum der Aufnahme deutet auf eine Emission harter Röntgenstrahlung in der Nähe des Eintrittsloches hin, die durch die Hohlkugelwand beobachtet wird.

Dieses Signal steht möglicherweise in Zusammenhang mit einer harten Strahlungskomponente, die auch mit der Röntgensmierbildkamera (vgl. Abb. 43b) gemessen wurde. Die Erscheinung ist Gegenstand weiterer Untersuchungen in unserem Labor.

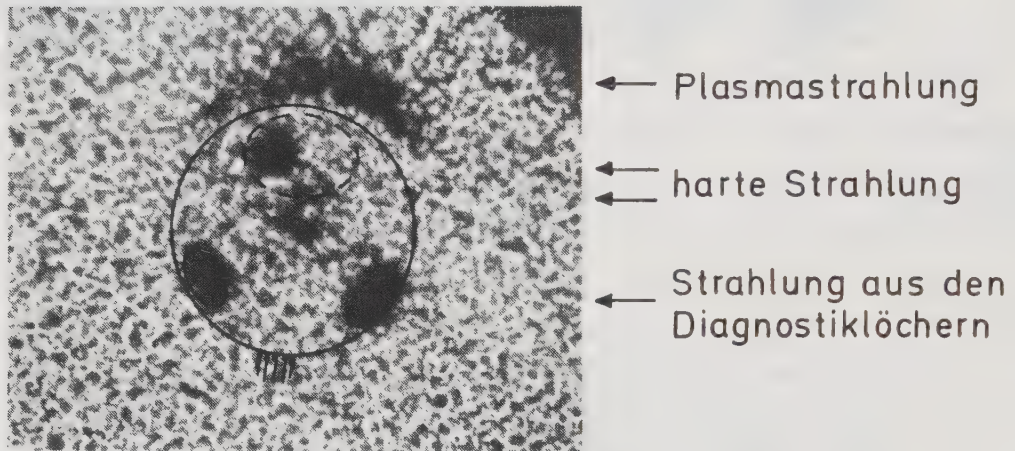


Abb. 20: Lochkameraaufnahme eines Hohlkugeltargets ($D = 280 \mu\text{m}$). Die Konturen des Targets sind der Aufnahme überlagert. Lochblenden-durchmesser: $10 \mu\text{m}$, $6 \mu\text{m}$ Aluminium-Filter. Bei dieser Aufnahme wurde SB-2-Film verwendet.

2. Messungen mit der Röntgensmierbildkamera

Zur orts- und zeitaufgelösten Messung der weichen Röntgenstrahlung wurde eine experimentelle Anordnung (Abb. 21) verwendet, bei der die Rückseite des Hohlkugeltargets mit Hilfe eines vertikalen Spaltes auf die horizontale Spaltblende der Kathode der Schmierbildkamera projiziert wurde. Die Projektion ist in horizontaler Richtung ortsauflösend und in vertikaler Richtung ortsintegrierend. Gegenüber einer Lochblendenabbildung zeichnet sich diese Anordnung durch leichtere Justierbarkeit aus.

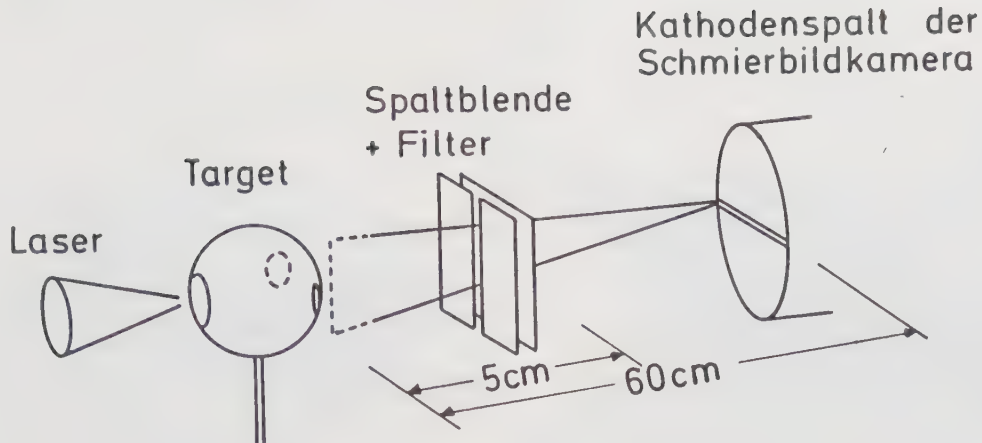


Abb. 21: Experimentelle Anordnung zur 1-dimensional orts- und zeit- aufgelösten Messung der Röntgenstrahlung aus lasergeheizten Hohlkugeln mit der Röntgenschieferbildkamera.

In den Abbildungen 22a und 22b werden Schmierbilder der Röntgenemission aus Hohlkugeln gezeigt. Das Signal hat eine schnell ansteigende und eine langsamer abfallende Flanke. Die normierten Ortsprofile sind zu verschiedenen Zeiten in den Abbildungen 22c und 22d wiedergegeben. Die Übereinstimmung der gemessenen Profile mit theoretischen Profilen, die sich bei der Spaltprojektion einer homogenen Quelle ergeben, ist sehr gut. Eine leichte Verbreiterung am Fuß des Signals könnte auf Beugungseffekte am Spalt oder auf Abbildungsfehler der Elektronenoptiken der Schmierbildkamera zurückzuführen sein. Insgesamt bestätigen die Meßergebnisse, daß durch die Diagnostiklöcher eine gleichförmige Quelle beobachtet wird.

Weitere Experimente sollten die Frage beantworten, ob die durch die Diagnostiklöcher beobachtete Strahlung von der Innenwand stammt oder eventuell von dem Plasma, mit dem sich der Hohlraum nach einiger Zeit füllt, emittiert wird. Außerdem sollte eine mögliche Strahlungsemission vom Rand der Diagnostiklöcher näher untersucht werden.

Zu diesem Zweck wurden wiederum Experimente mit Halbschalentargets, bei denen die von der Rückseite normalerweise sichtbare Innenwand fehlt, durchgeführt. Erst bei 8-fach höherer Empfindlichkeit der Schmierbildkamera wurde ein schwaches Leuchten der Diagnostiklöcher beobachtet (Abb. 23a, vgl. auch Abb. 19).

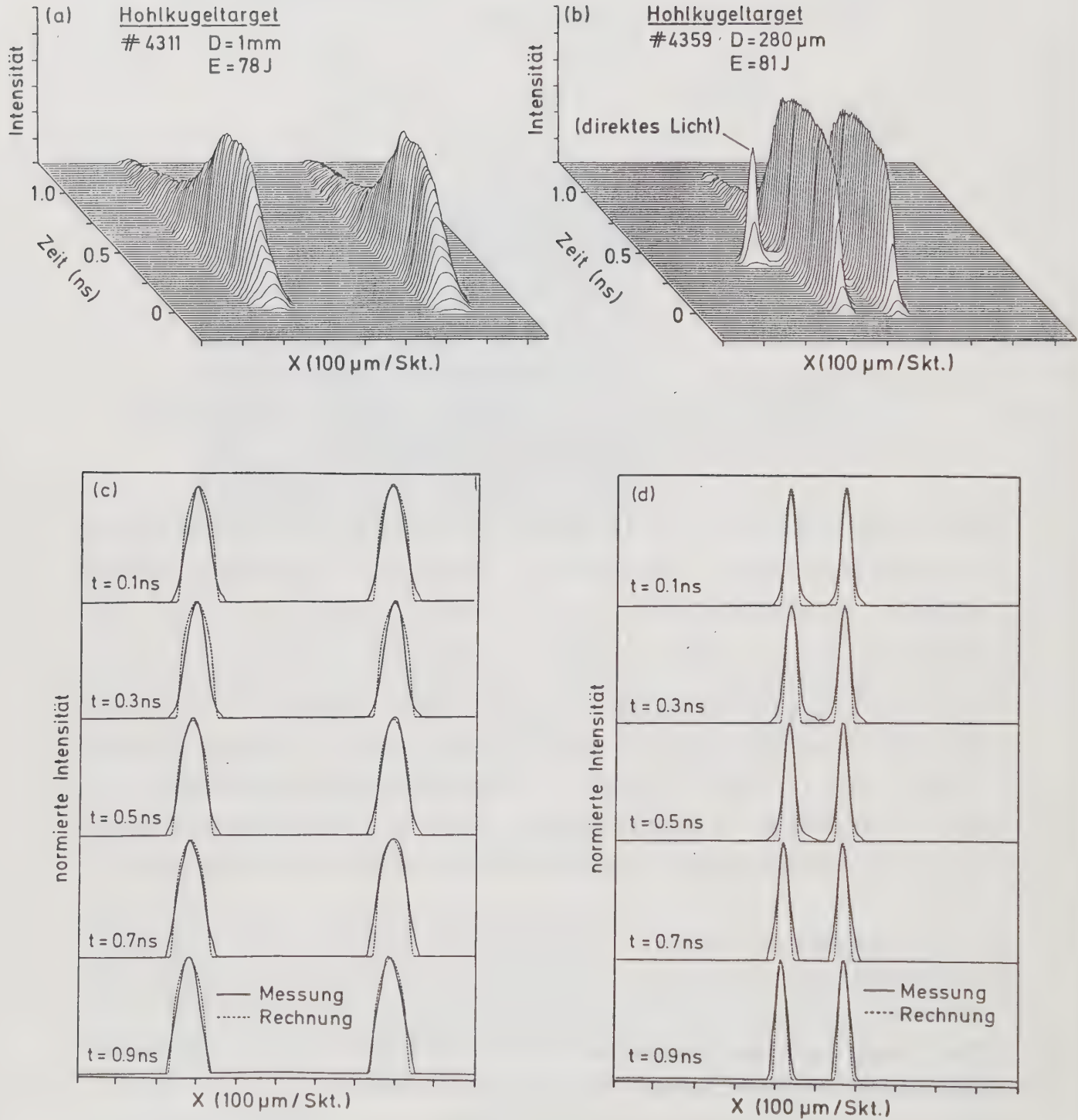


Abb. 22a,b: Röntgenschnierbildkameraaufnahmen der Strahlung aus den zwei Diagnostiklöchern von Hohlkugeln (Durchmesser D , absorbierte Energie E), gemessen mit $2\mu\text{m}$ Makrofol-Filter.

c,d: Ortsprofile der Röntgenemission zu verschiedenen Zeiten.

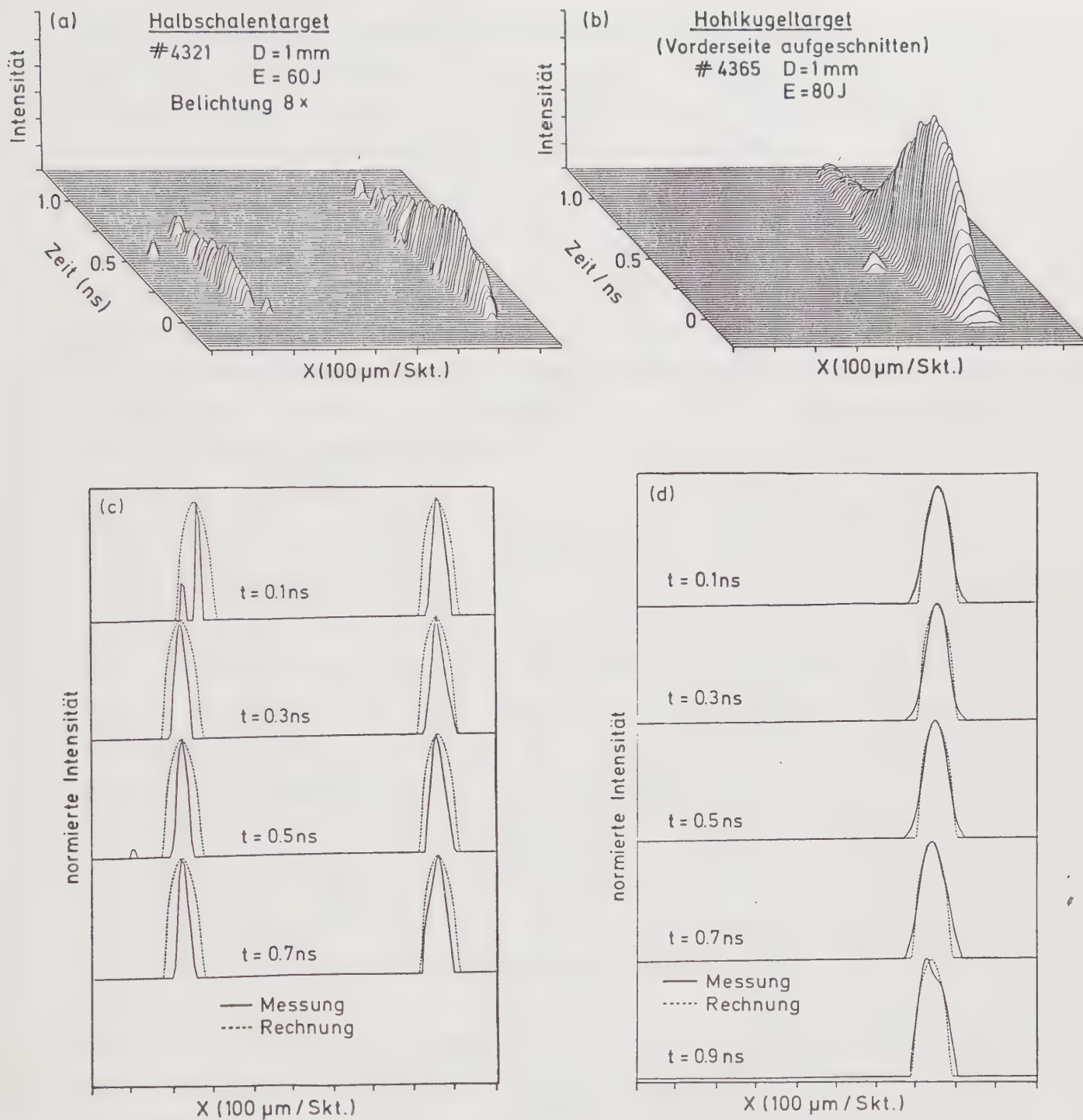


Abb. 23a,b: Röntgensmierbildkameraaufnahmen der Strahlung aus den Diagnostiklöchern (2 μm Makrofol-Filter).

(a) Halbschalentarget.

(b) Hohlkugeltarget; das auf der Sichtlinie durch das linke Diagnostikloch liegende Wandelement wurde entfernt.

c,d: Ortsprofile der Röntgenemission zu verschiedenen Zeiten.

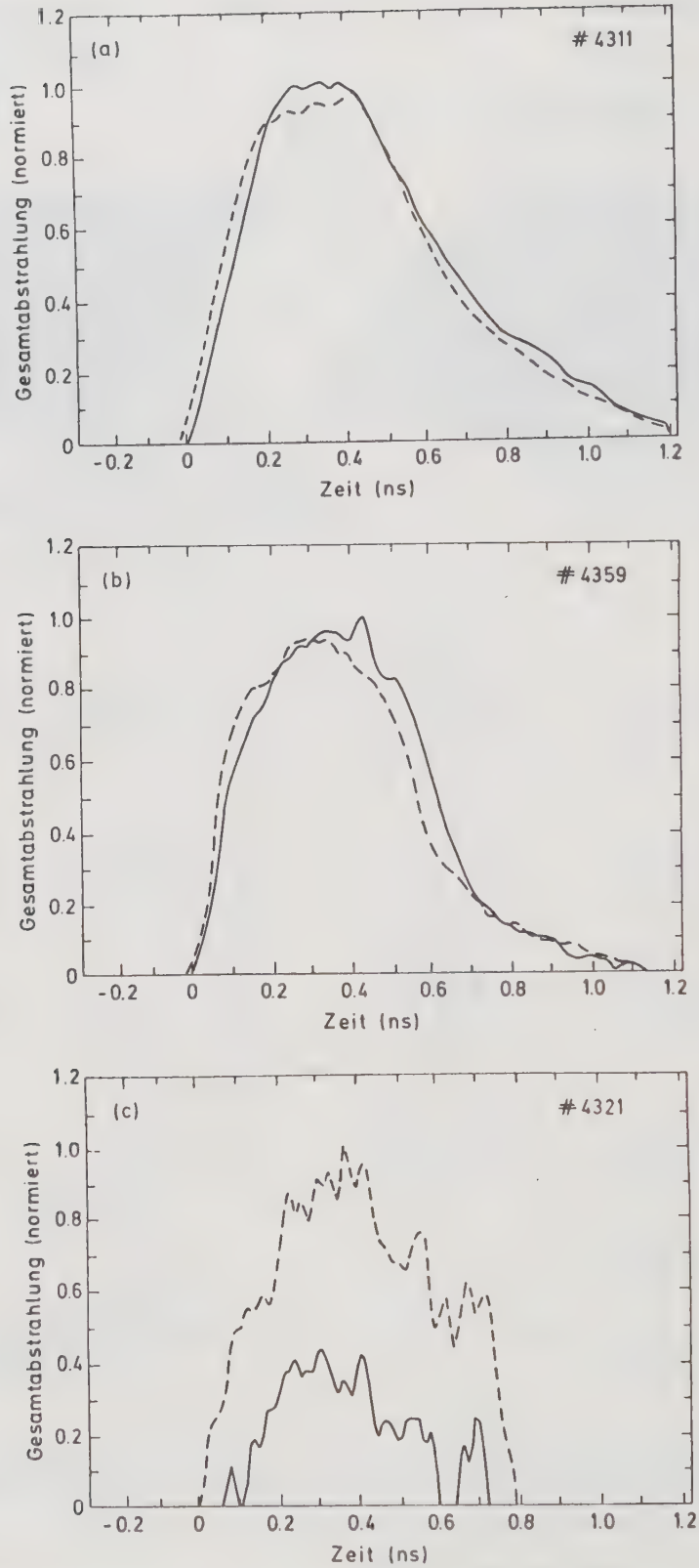


Abb. 24: Zeitverlauf der Gesamtabstrahlung aus den beiden Diagnostiklöchern

(a) eines ($D = 1 \text{ mm}$) Hohlkugeltargets,

(b) eines ($D = 280 \text{ }\mu\text{m}$) Hohlkugeltargets,

(c) eines Halbschalentargets ($D = 1 \text{ mm}$),

gemessen mit der Schmierbildkamera ($2 \text{ }\mu\text{m}$ Makrofol-Filter).

Die Raumprofile der Signale unterscheiden sich deutlich von den für eine homogene Quelle gerechneten Profilen (Abb. 23c). Ein Vergleich mit den Röntgenlochkameraaufnahmen (Abb. 19b) weist darauf hin, daß es sich hier um ein schwaches Randleuchten der Diagnostiklöcher handelt.

Die Messung an einem an der Vorderseite aufgeschnittenen Target (Abb. 23b und 23d), bei dem nur durch eines der Diagnostiklöcher ein Wandelement beobachtet wird, zeigt deutlich, daß das Randleuchten sehr schwach im Vergleich zu der Strahlung von der geheizten Wand ist. In der Aufnahme erzeugt nur das Diagnostikloch ein Signal, hinter dem ein geheiztes Wandelement liegt, während aus dem Diagnostikloch ohne sichtbares Wandelement keine Strahlung nachgewiesen wird.

Die zeit- und orts aufgelösten Messungen mit der Röntgenshmierbildkamera lieferten damit den ersten aussagekräftigen Nachweis, daß die in laser-geheizten Halbkugeln erzeugte Strahlung ihren Ursprung an der geheizten Wand und nicht in dem Plasma hat, mit dem sich die Hohlkugel nach einiger Zeit füllt. Der zeitliche Verlauf des räumlich integrierten Signals von großen und kleinen Hohlkugeln sowie dem Halbschalentarget ist den Abbildungen 24a bis c zu entnehmen. Bei den Aufnahmen an Hohlkugeltargets stimmen die Signale der beiden Diagnostiklöcher sowohl in der absoluten Höhe als auch in ihrem zeitlichen Verlauf überein, wie man es bei gleichförmiger Heizung der Innenwände der Hohlkugeln erwarten würde. Im Gegensatz dazu sind die Signale der beiden Diagnostiklöcher des Halbschalentargets (Abb. 24c), denen keine geheizten Wände gegenüberliegen, wesentlich kleiner und zeigen unkorrelierte Schwankungen.

Aus dem zeitlichen Verlauf der Gesamtabstrahlung der Diagnostiklöcher kann durch Vergleich mit einer Planckschen Quelle der Verlauf einer Strahlungstemperatur bestimmt werden. Das Signal der Schmierbildkamera ist gegeben durch:

$$S_s(t) = \text{const.} \int_0^\infty I_\lambda^p(T(t)) T_\lambda c_\lambda d\lambda \quad .$$

- I_λ^p : Strahlungsintensität der Planckschen Quelle
- T_λ : Filtertransmission
- c_λ : Kathodenempfindlichkeit

Da die Schmierbildkamera nicht absolut geeicht ist, wurde eine Normierung auf die mit den Röntgenphotodioden gemessene maximale Temperatur vorgenommen.

Abb. 25 zeigt den Temperaturverlauf in großen und kleinen Hohlkugeln bei Bestrahlung mit $1,3\text{ }\mu\text{m}$ Licht. Die mit verschiedenen Filtern ($2\text{ }\mu\text{m}$ Makrofol und $1,5\text{ }\mu\text{m}$ Aluminium) durchgeführten Messungen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung.

Der Temperaturanstieg ist für beide Hohlkugelgrößen sehr steil, die Aufheizung folgt ungefähr dem Laserimpuls. Die kleinere Hohlkugel kühlt aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit des Strahlungswärmeleitungskoeffizienten schneller ab.

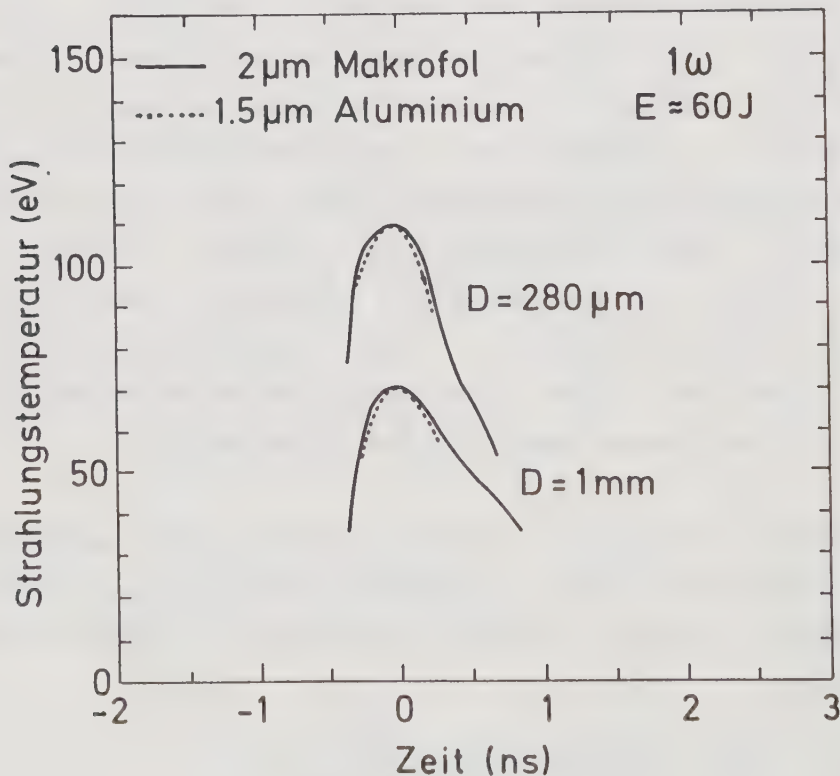


Abb. 25: Der Temperaturverlauf in lasergeheizten Hohlkugeln, gemessen mit der Röntgensmierbildkamera.

3. Absolutmessungen mit Röntgenphotodioden

Mit Röntgenphotodioden wurden zeitaufgelöste Absolutmessungen an Hohlkugeln durchgeführt. Da die Messungen mit den Dioden keine Ortsauflösung zulassen, ist es nicht möglich, die Strahlung aus dem Diagnostikloch des Targets von der Strahlung zu unterscheiden, die vom Rand des Diagnostikloches ausgeht. Um die beiden Signalquellen zu trennen, wurden auch hier Vergleichsmessungen an normalen Hohlkugeln mit Diagnostikloch und an Targets ohne ein durch ein Diagnostikloch beobachtetes Wandelement durchgeführt. Dabei wurden ungefähr 70 Targetexperimente ausgewertet.

In Abb. 26 sind typische Diodensignale für verschiedene Targetkonfigurationen ($D = 1 \text{ mm}$) angegeben. Die Signale von Targets, bei denen durch ein Diagnostikloch ein dahinterliegendes Wandelement beobachtet wird, zeigen einen steilen, durch die Bandbreite des Oszillographen bestimmten Anstieg und klingen langsamer wieder ab.

Die Abklingzeit des Signals der Diode ohne Filter ist größer als die der Diode mit einer $2 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Makrofol-Folie als Filter. Außerdem erzeugt die ohne Filter zum Signal beitragende, sehr weiche Strahlung ($\lambda \sim 80 \text{ \AA}$) eine schwache, über $\sim 5 \text{ ns}$ abklingende Signalkomponente.

In den Experimenten mit Halbschalen, Hohlkugeln mit aufgeschnittener Vorderseite und Hohlkugeln mit nur einem tangential beobachteten Diagnostikloch wird nur Strahlung gemessen, die nicht von einem dem Diagnostikloch gegenüberliegenden Wandelement emittiert wird. Diese Beiträge sind der normalen Messung stets überlagert. Die Messungen zeigen, daß solche Beiträge existieren, aber wesentlich kleiner als das Signal sind, das von der Strahlung der geheizten Wand eines normalen Hohlraumtargets erzeugt wird (Abb. 27 und Abb. 28).

Wie im vorigen Abschnitt gezeigt wurde, werden die Signale der Messungen an Halbschalen und an aufgeschnittenen Hohlkugeln durch Strahlungsemission vom Rand der Diagnostiklöcher verursacht. Diese Strahlung ist um mindestens eine Größenordnung schwächer als die Emission von den Innenwänden der Kugel und ist von Schuß zu Schuß sehr starken Schwankungen unterworfen.

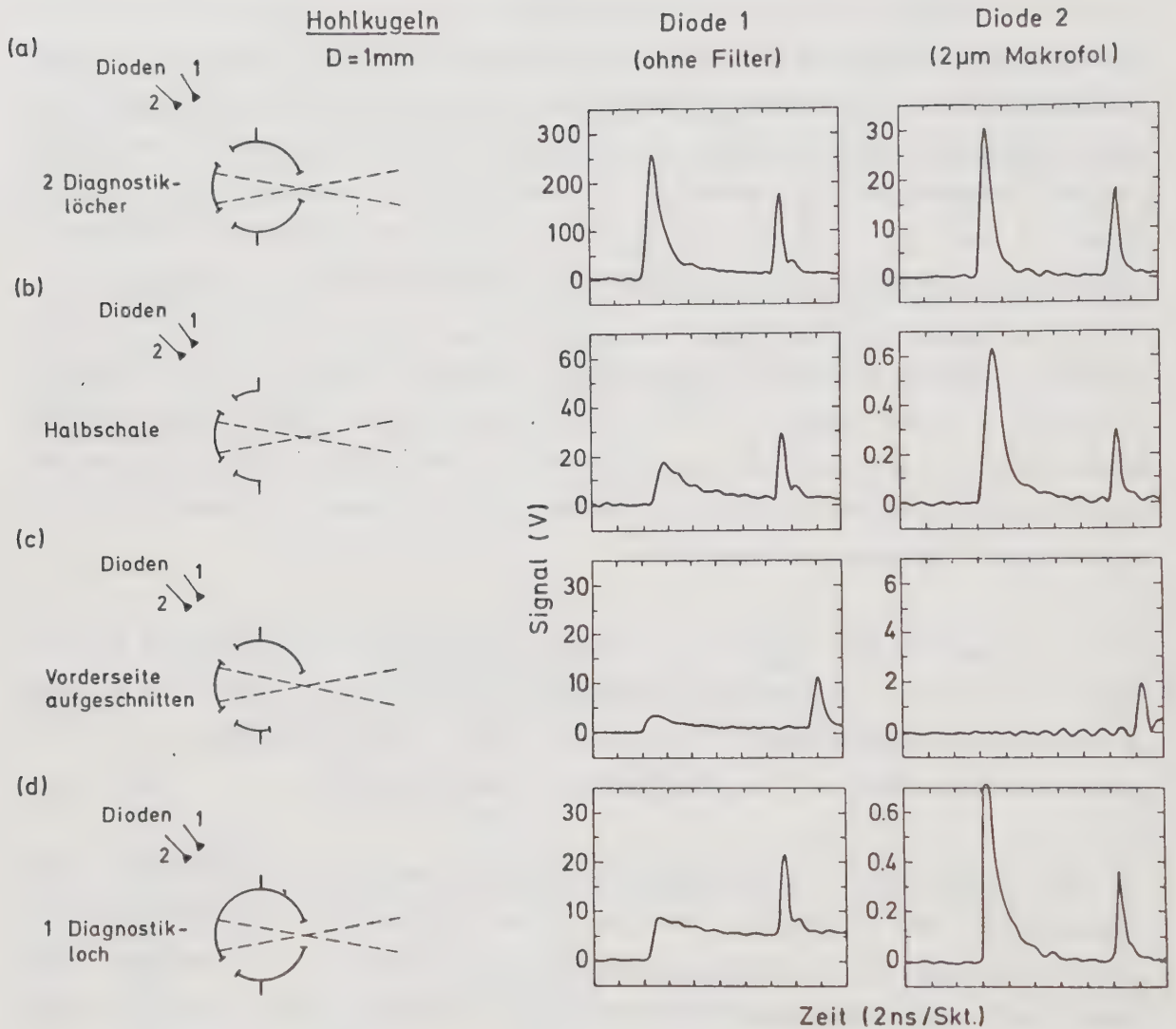


Abb. 26: Röntgenphotodiodensignale aufgenommen an vier verschiedenen Targettypen ($D = 1\text{ mm}$):

- (a) Hohlkugel mit 2 Diagnostiklöchern,
- (b) Halbschalentarget,
- (c) Hohlkugel mit aufgeschnittener Vorderseite,
- (d) Hohlkugel mit einem Diagnostikloch.

Als Zeitreferenz folgt jedem Röntgensignal im Abstand von ca. 10 ns das Signal einer Diode, die das Laserlicht registriert. Die Signale sind auf unterschiedlichen Skalen gezeichnet.

Bei Experimenten an Hohlkugeln mit nur einem tangential beobachteten Diagnostikloch wird das Signal durch ein aus dem Loch ausströmendes Plasma erzeugt. Das Signal der ungefilterten Diode klingt sehr langsam ab. Die bei Messungen an normalen Hohlkugeltargets registrierten Signale enthalten eine ähnliche, langsam abklingende Signalkomponente.

Die Messungen an kleinen Hohlkugeln (Abb. 27) zeigen ein aus zwei Anteilen zusammengesetztes Signal. Ein prompter Anteil, der nur an Targets mit Diagnostikloch beobachtet wird, wird von Strahlung aus dem Innern erzeugt. Er besteht aus einem Impuls von ~ 1 ns Dauer. Ferner wird aber auch ein ~ 10 ns verzögertes sehr hohes und langes Signal beobachtet, das auch an Hohlkugeln ohne Diagnostikloch auftritt. Dieses ist auf Röntgenemission während der Expansionsphase der Hohlkugel zurückzuführen, in der die Wand unter dem starken inneren Druck expandiert und für die im Innern erzeugte Strahlung transparent wird. Obwohl sich die Hohlkugel zu diesem Zeitpunkt schon stark abgekühlt hat, wird mit den Dioden aufgrund der großen strahlenden Fläche ein so hohes Signal gemessen.

Zur Bestimmung der Strahlungstemperatur wurde der Zusammenhang zwischen der Strahlung einer gegebenen Schwarzkörperstrahlungsquelle und dem entsprechenden Diodensignal für die verschiedenen benutzten Filter berechnet (siehe IV.4 und Abb. 28). Den resultierenden Kurven kann die dem gemessenen Diodensignal entsprechende Strahlungstemperatur entnommen werden. (Es werden dabei die Spitzenwerte der Diodensignale verwendet, um das Maximum der Strahlungstemperatur zu erhalten. Wie der mit der Schmierbildkamera bei einer gegenüber den Dioden wesentlich höheren Zeitauflösung gemessene Zeitverlauf der Temperatur zeigt, ist der Temperaturverlauf in der Nähe des Maximums relativ flach. Das Zeitaufhebungsvermögen der Dioden ist daher ausreichend, um Maximalwerte der Temperatur zu bestimmen). Ein Vergleich der mit verschiedenen Filtern gemessenen Strahlungstemperaturen läßt Schlüsse auf die Abweichungen von einer Planckschen Spektralverteilung der Strahlung zu. Die Messungen mit 2 μ m Makrofol-Filter stimmen recht gut mit den spektral gemittelten Messungen ohne Filter überein. Im Bereich kurzer Wellenlängen (10 $\text{\AA}$ - 20 $\text{\AA}$) wurde jedoch eine Überhöhung gegenüber der mittleren Strahlungstemperatur gemessen.

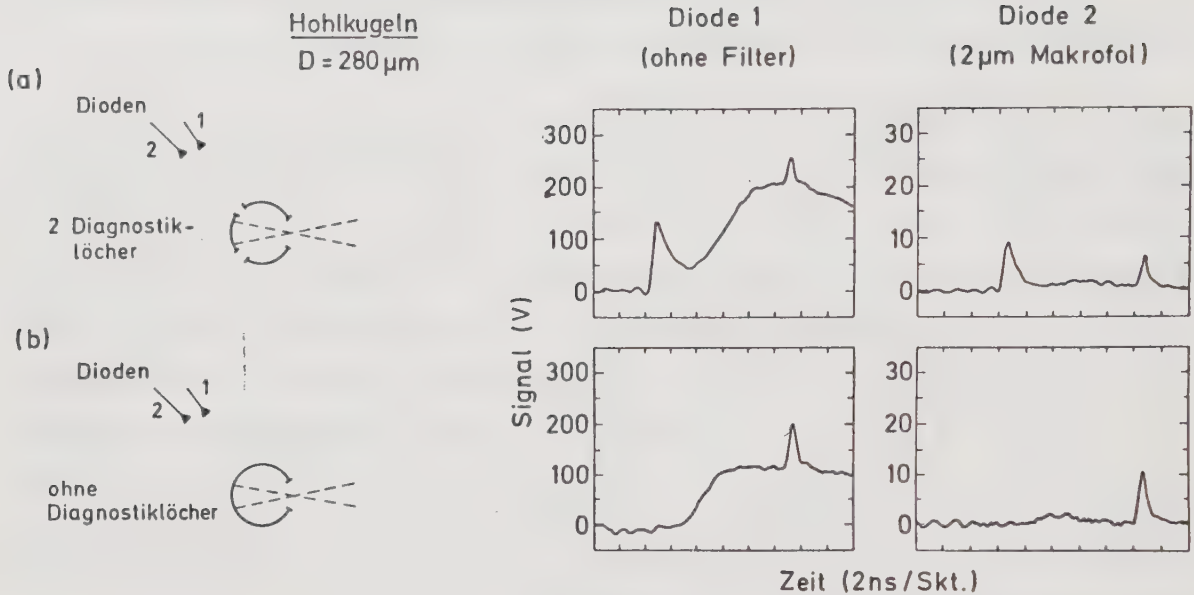


Abb. 27: Röntgenphotodiodensignale aufgenommen an kleinen Hohlkugeln ($D = 280 \mu\text{m}$) mit 2 Diagnostiklöchern (a) und ohne Diagnostiklöcher (b).

Die Temperaturen von großen Hohlkugeln wurden gemäß der Skalierung $T \sim E^{4/13}$ auf eine absorbierte Energie von $E = 60 \text{ J}$ normiert (siehe Abschnitt VII.4.b). Die Ergebnisse der kleinen Hohlkugeln sind für eine größere Zahl von Experimenten einzeln aufgetragen, um die Einzelmessungen der beiden Dioden mit verschiedenen Filtern vergleichen zu können.

Die Amplituden der Signale an Hohlkugeln ohne Wandbeobachtung, Halbschalen, aufgeschnittenen Hohlkugeln und Hohlkugeln mit einem tangential beobachteten Diagnostikloch mit $D = 1 \text{ mm}$ lagen ein bis zwei Größenordnungen unter den an normalen Hohlkugeln gemessenen Signalamplituden. Bei den Messungen an kleinen Hohlkugeln ohne Diagnostikloch war das Signal unmeßbar klein. Deshalb wurde die Amplitude des Störuntergrundes als obere Grenze für Signale an Hohlkugeln ohne Diagnostikloch in Abb. 29 eingetragen.

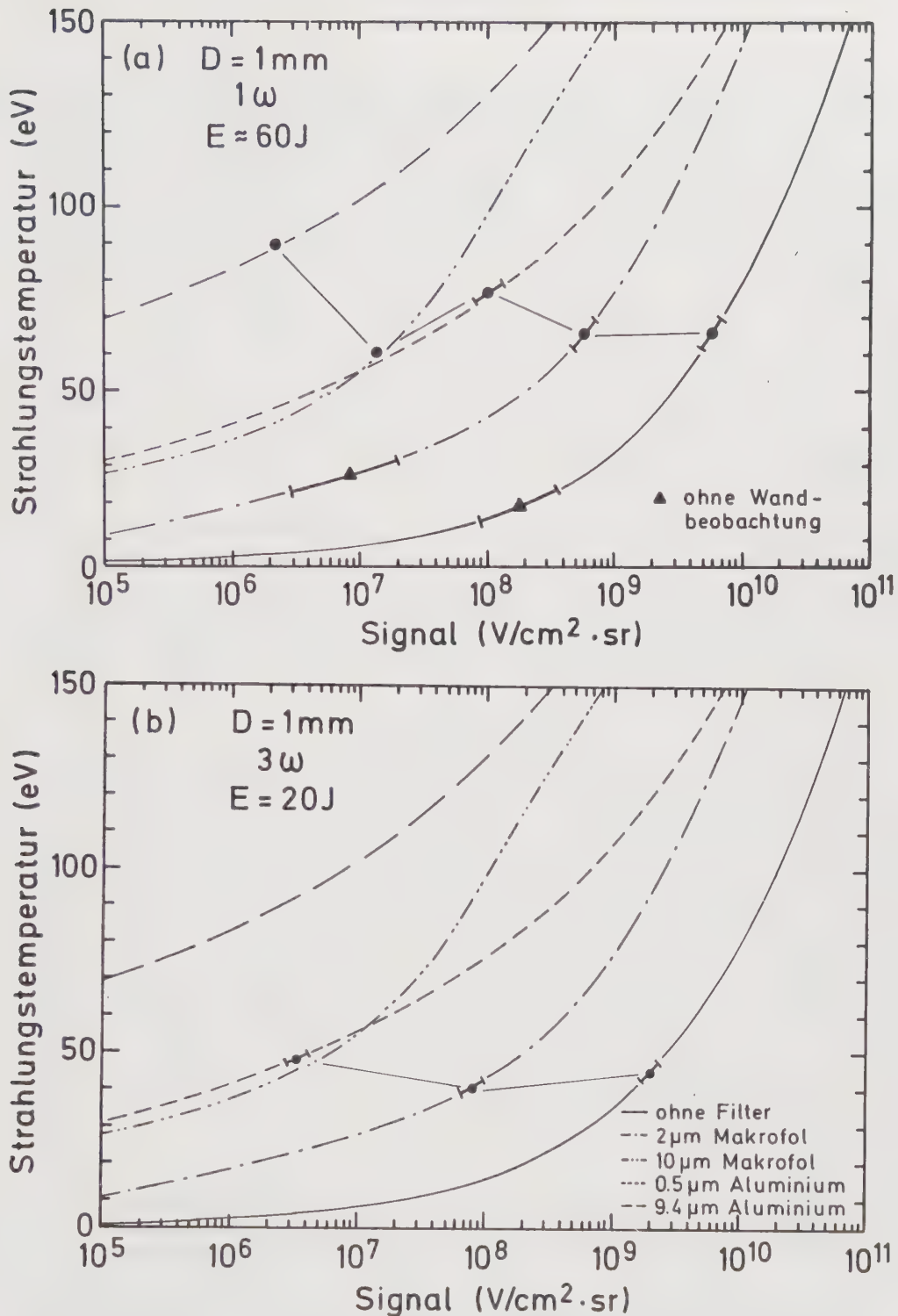


Abb. 28: Meßergebnisse der Röntgenphotodioden an großen Hohlkugeln ($D = 1 \text{ mm}$) bei Heizung mit 1ω - und 3ω -Licht. Die Kurven, die den für verschiedene Filter gerechneten Zusammenhang zwischen Diodensignal und der Temperatur einer Schwarzkörperquelle wiedergeben, erlauben die Bestimmung der zu dem jeweiligen Diodensignal gehörenden Strahlungstemperatur. Der Grad der Übereinstimmung der mit verschiedenen Filtern erhaltenen Temperaturen ist ein Maß für die erreichte Annäherung an ein Planckspektrum. In (a) sind auch Signale von Targets ohne sichtbares Wandelement (Halbschalen, aufgeschnittene Hohlkugeln) eingezeichnet.

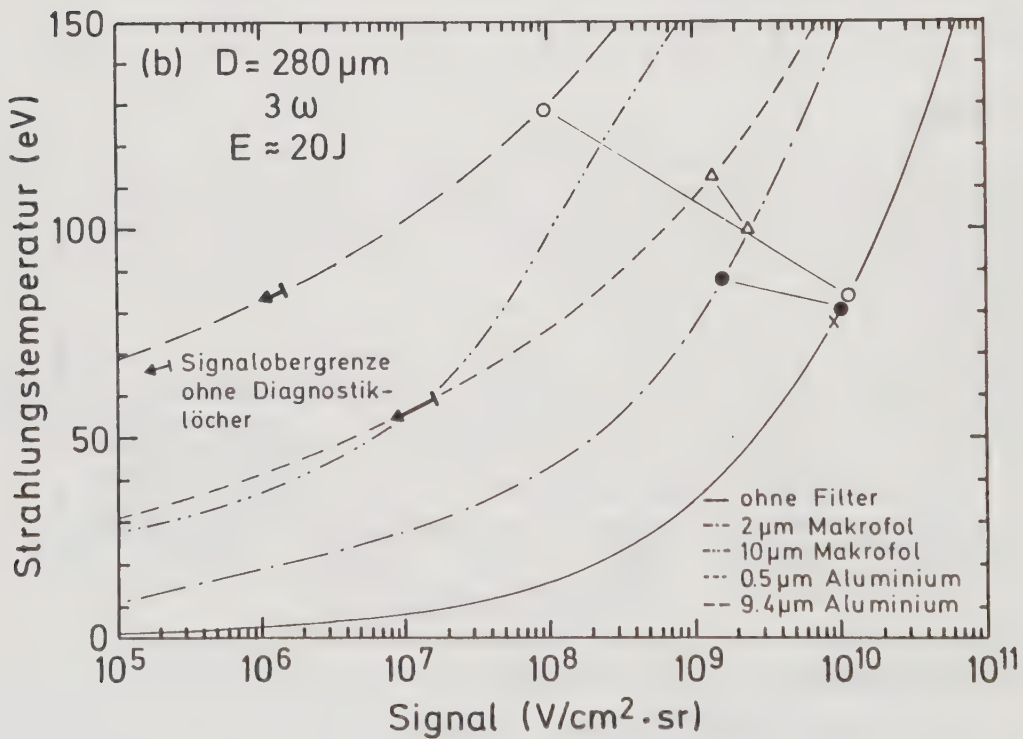
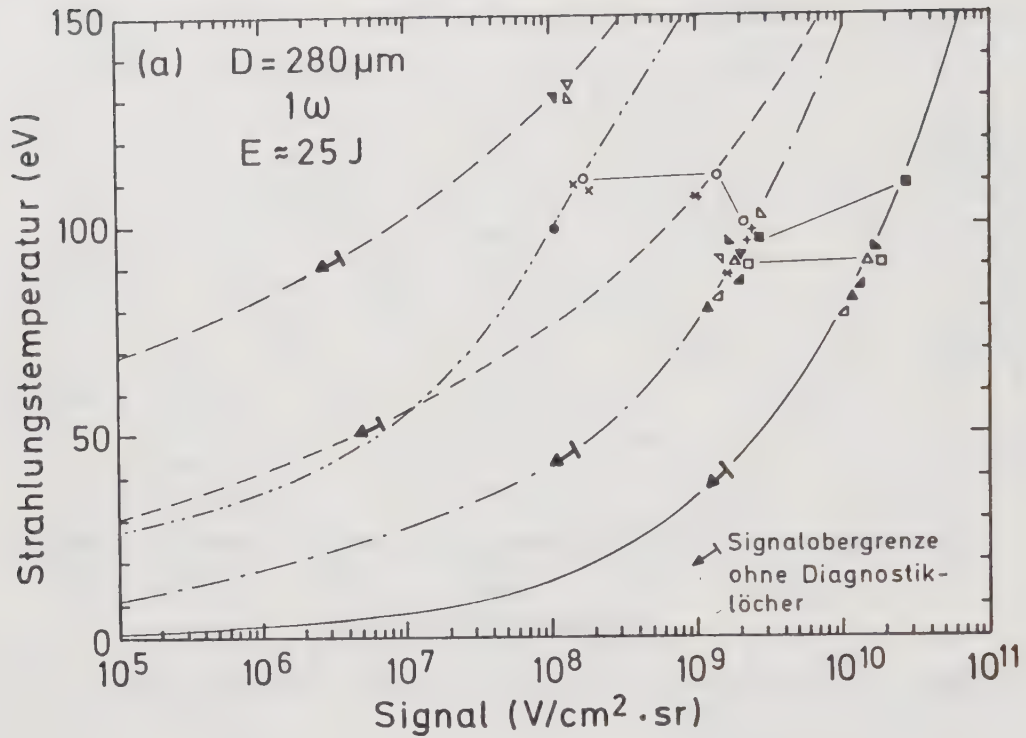


Abb. 29: Meßergebnisse der Röntgenphotodioden an kleinen Hohlkugeln ($D = 280 \mu\text{m}$) bei 1ω und 3ω . Es sind Ergebnisse von einzelnen Experimenten eingezeichnet. Zwei gleiche Symbole bezeichnen die Signale der beiden Dioden des gleichen Experimentes. Die Signale von Hohlkugeln ohne Diagnostikloch lagen unterhalb der Nachweisgrenze.

In Abbildung 30 ist die Strahlungstemperatur als Funktion von $S = E/A \cdot \tau_L$, der über die Hohlkugelinnenfläche A gemittelten, absorbierten Laserleistung E/τ_L , dargestellt. S wurde durch Änderung des Hohlkugeldurchmessers und der absorbierten Laserenergie im Bereich zwischen 10^{12} W/cm^2 und $5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ variiert.

Die am Target absorbierte Laserenergie wurde von Földes /17/ in einer größeren Meßserie, teilweise parallel zu den Experimenten dieser Arbeit, mit Hilfe einer Ulbrichtkugel gemessen. Die absorbierte Energie ergab sich dabei aus der Differenz zwischen der einfallenden Laserenergie und des in die Fokussierungslinse zurückreflektierten oder in die Ulbrichtkugel gestreuten Laserlichtes. Mit diesem Verfahren wird die gesamte am Target absorbierte Energie gemessen. Eine Unterscheidung des innen oder außen am Target absorbierten Lichtes ist nicht möglich.

Die Transmission von Laserlicht durch kleine Lochblenden in dünnen Goldfolien, ähnlich dem Eintrittsloch in Hohlkugeln, wurde von Pakula kalorimetrisch gemessen /9/. Die Ergebnisse der Transmissionsmessungen an Lochblenden und der Absorptionsmessungen an großen und kleinen Hohlkugeln bei 1w- und 3w-Laserlicht sind in Tabelle 3 einander gegenübergestellt. Innerhalb eines absoluten Fehlers von ungefähr $\pm 5 \%$ sind die Meßergebnisse der beiden verschiedenen Methoden konsistent, so daß angenommen werden kann, daß der überwiegende Teil des insgesamt am Target absorbierten Laserlichtes auch in das Innere der Hohlkugel gelangt.

Die Messungen zeigen übereinstimmend, daß bei großen Hohlkugeln (1w und 3w) und bei kleinen Hohlkugeln (3w) der größte Teil der einfallenden Laserenergie im Innern der Hohlkugel deponiert werden kann. Die im Innern der Hohlkugel absorbierte Energie entspricht daher ungefähr der einfallenden Laserenergie, die bei jedem Experiment genau gemessen wird. Hingegen gelangen in die kleinen Hohlkugeln bei 1w-Bestrahlung nur $\sim 25 \%$ der einfallenden Laserenergie, wobei dieser Bruchteil von der genauen Justierung des Eintrittsloches im Laserstrahl abhängt und größeren Schwankungen unterworfen ist als in den vorher genannten Fällen.

Der zeitliche Verlauf der Strahlungstemperatur ist in Abb. 31 wiedergegeben. Die ansteigende Flanke ist infolge der zu geringen Bandbreite der Oszillographen nicht vollständig zeitaufgelöst. Die Abkühlung geht wesentlich langsamer vor sich und kann daher von den Dioden gut aufgelöst werden. Die mit verschiedenen Filtern gemessenen Strahlungstemperaturen stimmen in der absoluten Höhe und in ihrem zeitlichen Verhalten gut überein.

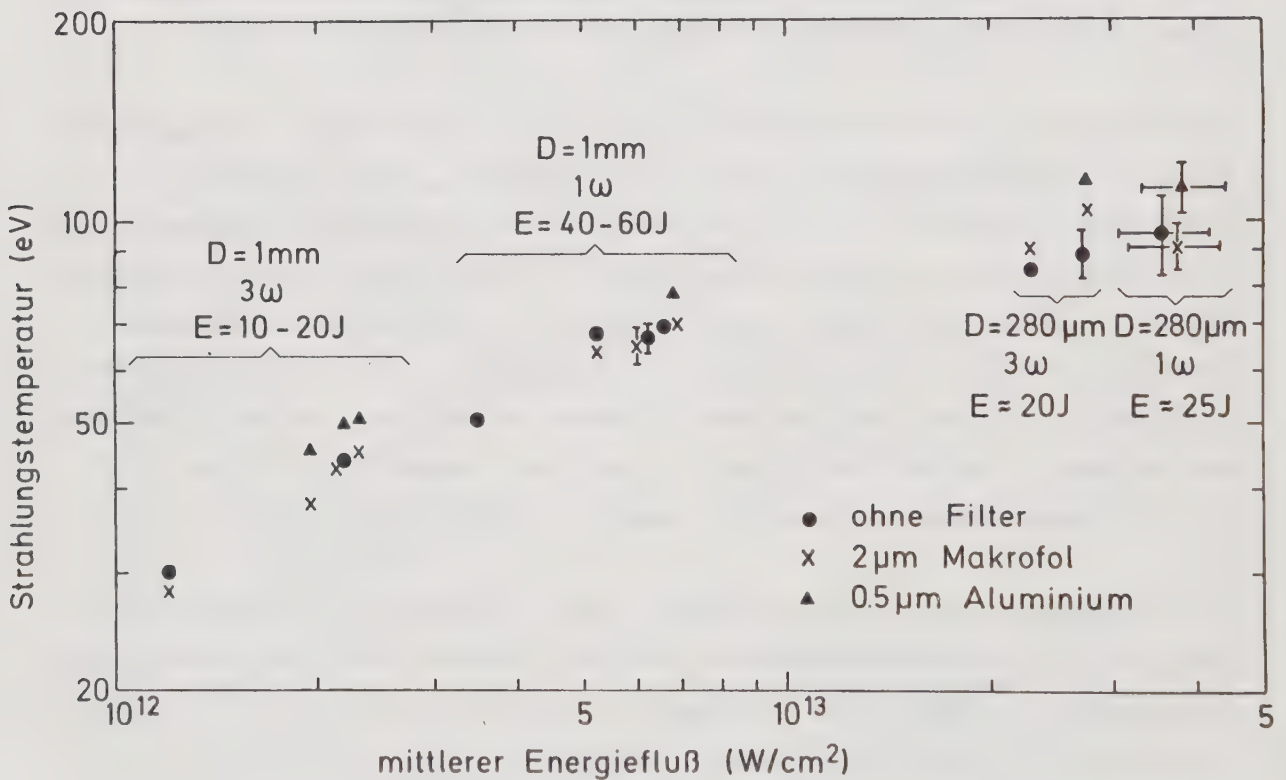


Abb. 30: Die mit Röntgenphotodioden gemessene maximale Strahlungstemperatur über dem mittleren pro Einheit der inneren Kugelfläche zugeführten Energiefluß. Symbole ohne Fehlerbalken bezeichnen Einzelmessungen und Symbole mit Fehlerbalken (einfache Standardabweichung) Mittelwerte über mehrere Schüsse.

Tabelle 3: Messungen der Absorption von Laserlicht an Hohlkugeltargets und der Transmission von Laserlicht durch Lochblenden aus Gold, die den Eintrittslöchern von Hohlkugeltargets vergleichbar sind.

Hohlkugel- durchmesser D	Absorption am Hohlkugeltarget (Ulbrichtkugel Földes /17/)	Transmission durch Lochblende aus Gold (Kalorimetermessungen Pakula /9/)
D = 1 mm	82% (1 ω) 97% (3 ω)	80% (1 ω) 92% (3 ω)
D = 280 μm	25% (1 ω) 94% (3 ω)	25% (1 ω) 85% (3 ω)

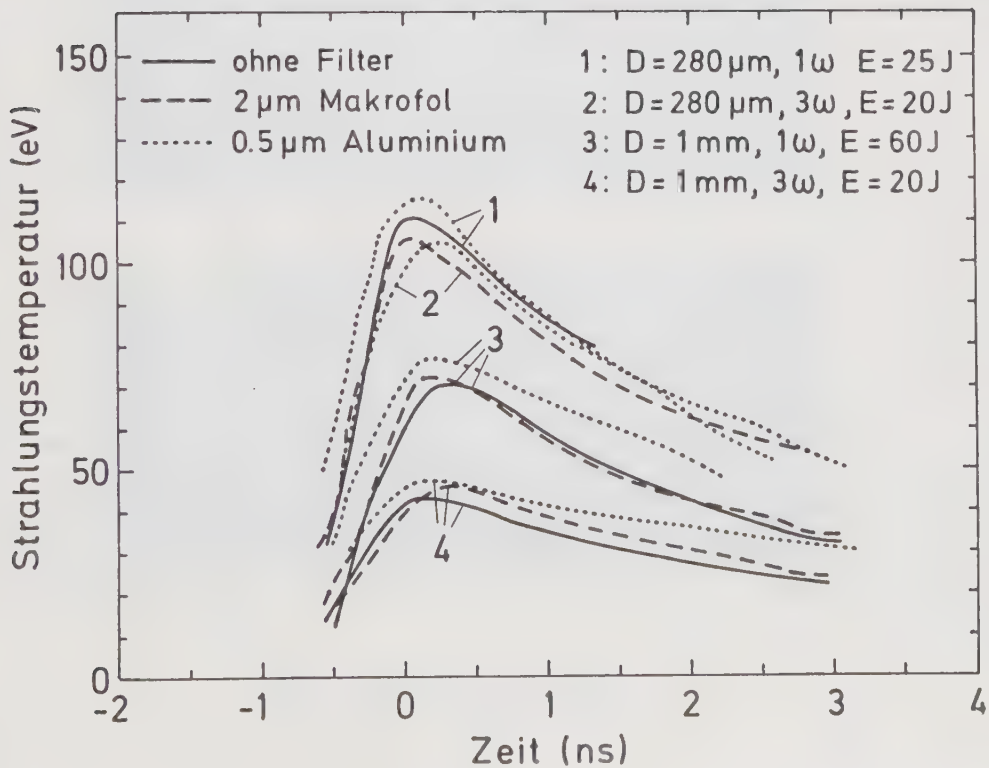


Abb. 31: Zeitlicher Verlauf der Strahlungstemperatur gemessen mit Röntgenphotodioden.

4. Absolutmessungen mit dem Transmissionsgitterspektrographen

Parallel zu den Messungen mit Röntgenphotodioden und mit der Schmierbildkamera, die eine Zeitauflösung gestatteten, wurden umfangreiche zeitintegrierte Messungen mit dem Transmissionsgitterspektrographen an laser-geheizten Hohlkugeln durchgeführt.

Der Transmissionsgitterspektrograph wurde unter Winkeln von 180° und 135° bezüglich der Laserachse eingesetzt. Im ersten Fall erhält man von beiden Diagnostiklöchern gleichartige Spektren, im zweiten erzeugt nur das frontal gesehene Diagnostikloch ein Spektrum, während das tangential gesehene nicht oder nur schwach in der 0. Ordnung sichtbar wird.

Abb. 32 zeigt zwei mit $25\text{ }\mu\text{m}$ großen Lochblendentransmissionsgittern mit 1000 Linien/mm an der Rückseite von Hohlkugeln aufgenommene Röntgenspektren. Die Aufnahme an der großen Hohlkugel zeigt in der 0. Ordnung Lochkamerabilder der beiden Diagnostiklöcher und zu beiden Seiten die Röntgenspektren. Die Lochkamerabilder in der 0. Ordnung sind größer als man es auf Grund der Diagnostiklochgröße erwartet. Dies läßt sich mit der Emission eines zu späteren Zeiten aus den Diagnostiklöchern ausströmenden Plasmas erklären, die in der 1. Ordnung wegen der Dispersion und der niedrigen Gittereffizienz weniger deutlich sichtbar ist. Der Effekt einer ausströmenden Plasmawolke wurde auch schon mit den Röntgenlochkameras und den Röntgenphotodioden gesehen (siehe Kap. V.1 und V.3).

Bei den Messungen an kleinen Hohlkugeln überlagert sich den Spektren der Diagnostiklöcher in der 0. Ordnung und im Bereich von $60\text{ }\text{\AA}$ bis $\sim 120\text{ }\text{\AA}$ das Signal einer ausgedehnten Strahlungsquelle. Die beiden Diagnostiklöcher können infolgedessen in der 0. Ordnung nicht mehr aufgelöst werden. Das Signal wird mit Strahlung aus der Expansionsphase der Hohlkugel, wie sie auch mit den Photodioden beobachtet wurde (siehe Kap. V.3), identifiziert.

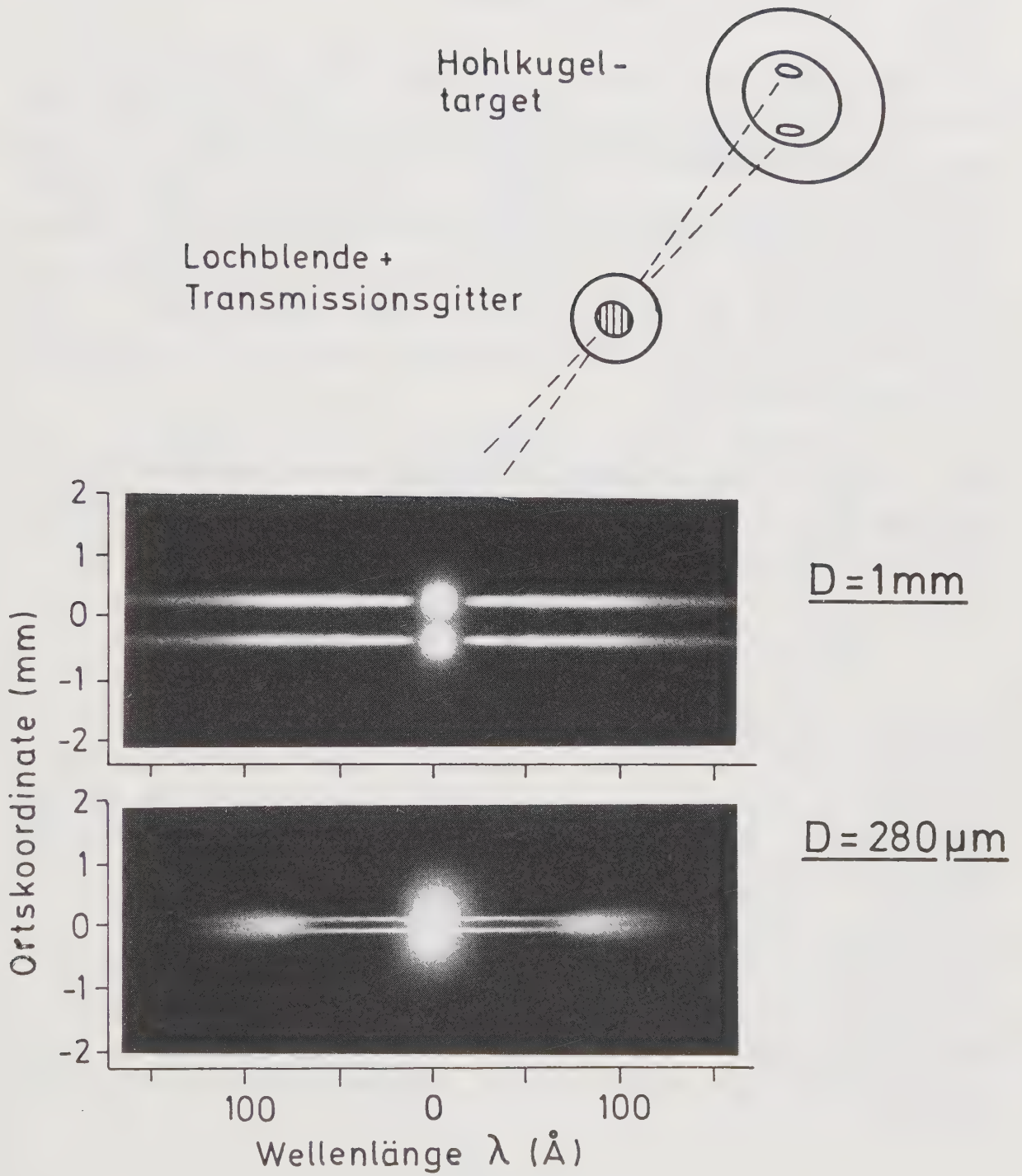


Abb. 32: Mit dem Transmissionsgitterspektrographen auf Röntgenfilm aufgenommene Röntgenspektren der Strahlung aus großen und kleinen lasergeheizten Hohlkugeln.

Zur quantitativen Auswertung der Spektren wurden die Filme mit einem computergesteuerten Mikrodensitometer bei der Europäischen Südsternwarte (ESO) in Garching mit einer Auflösung von 3 μm senkrecht und 50 μm parallel zur Dispersionsrichtung abgetastet.

Die Daten wurden digitalisiert, auf Magnetband geschrieben und zur weiteren Verarbeitung an der Großrechenanlage (CRAY) des Max-Planck-Institutes für Plasmaphysik (IPP) in Garching abgespeichert. Mit Hilfe des Rechners wurden die Spektren zunächst genau zentriert, dann wurde der Untergrund ermittelt und abgezogen. Gemäß der Schwärzungskurve und der spektralen Empfindlichkeit des Röntgenfilmes Kodak 101-01 wurde dann die Filmschwärzung in eine Filmenergiedichte übertragen. In Abb. 33 sind die beiden Spektren von Abb. 32 in einer Höhenliniendarstellung der Energiedichte abgebildet.

Die spektrale Energieverteilung Φ_λ der vom Diagnostikloch emittierten Strahlung kann durch Integration der Energiedichte W auf dem Film senkrecht zum Spektrum berechnet werden:

$$\Phi_\lambda = \left(g \frac{d\lambda}{dy} F \Omega_L \right)^{-1} \cdot \int_{x_1}^{x_2} W(x, y) dx \quad .$$

Hierbei ist g die Gittereffizienz, $d\lambda/dy$ die Dispersion, F die Diagnostiklochfläche und Ω_L der Raumwinkel, unter dem die Lochblende Strahlung aus dem Diagnostikloch sieht. Φ_λ ist definiert als die pro Flächeneinheit, Wellenlängeneinheit und Raumwinkeleinheit emittierte Energie.

In den Abb. 34 und 35 ist Φ_λ als Funktion der Wellenlänge von Spektren abgebildet, die an großen und kleinen Hohlkugeln bei 1w und 3w Bestrahlung aufgenommen wurden. Die Integrationsgrenzen in obiger Gleichung wurden so gewählt, daß nur Strahlung aus dem Diagnostikloch erfaßt wird, d.h.

$$x_2 - x_1 = \frac{Rp}{r + q} \quad ,$$

wobei p der Lochblenden- und q der Diagnostiklochdurchmesser ist. Der Untergrund wurde zwischen den Integrationsgrenzen linear interpoliert und abgezogen. Die Spektren ließen sich gut bis zu Wellenlängen von ungefähr 10 Å auswerten. Unterhalb 10 Å war eine Auswertung wegen der

starken Überlagerung des Spektrums mit der 0. Ordnung nicht mit ausreichender Genauigkeit möglich. Eine eingehende Diskussion der Spektren wird in Kap. VII gegeben.

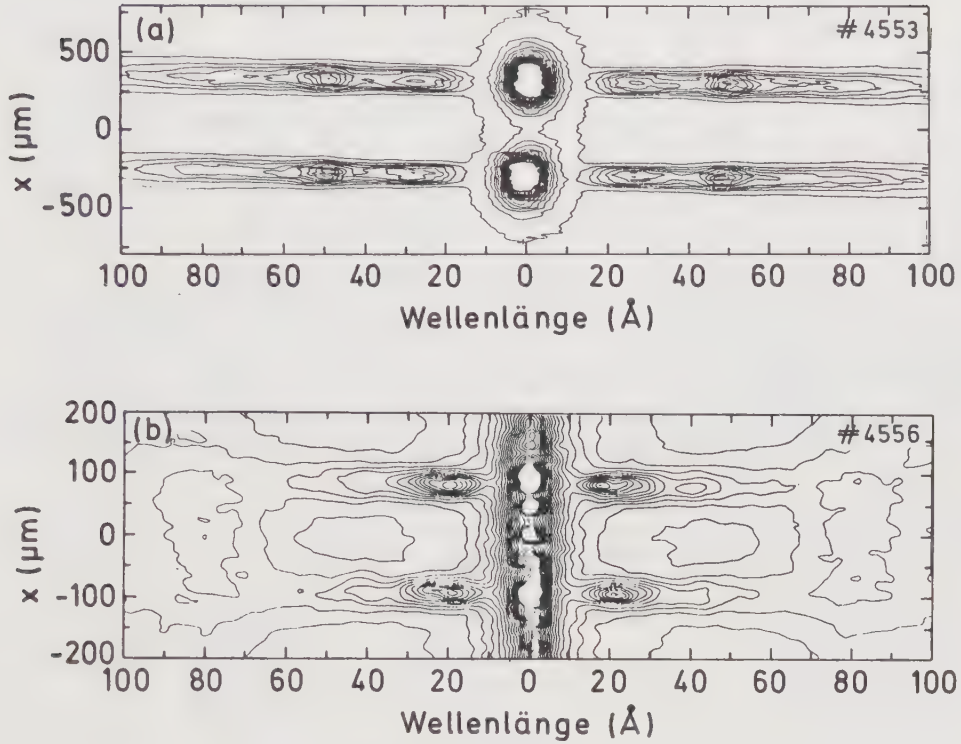


Abb. 33: Die Energiedichte auf dem Film in einer Höhenliniendarstellung der Röntgenspektren von Abb. 32. Die Energiedichte (in erg/cm^2) wurde gemäß der Absoluteichung des Röntgenfilmes aus der Filmschwärzung berechnet. Der Abstand der Höhenlinien beträgt $0,024 \text{ erg}/\text{cm}^2$.

(a) Große Hohlkugel ($D = 1 \text{ mm}$).

(b) Kleine Hohlkugel ($D = 280 \text{ μm}$).

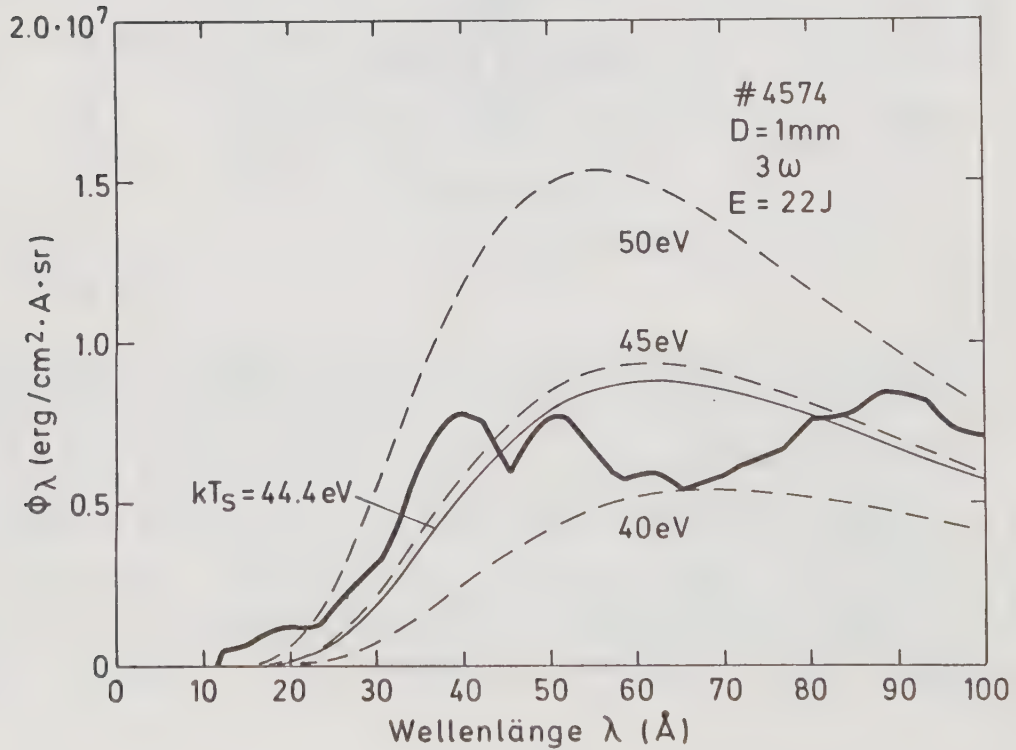
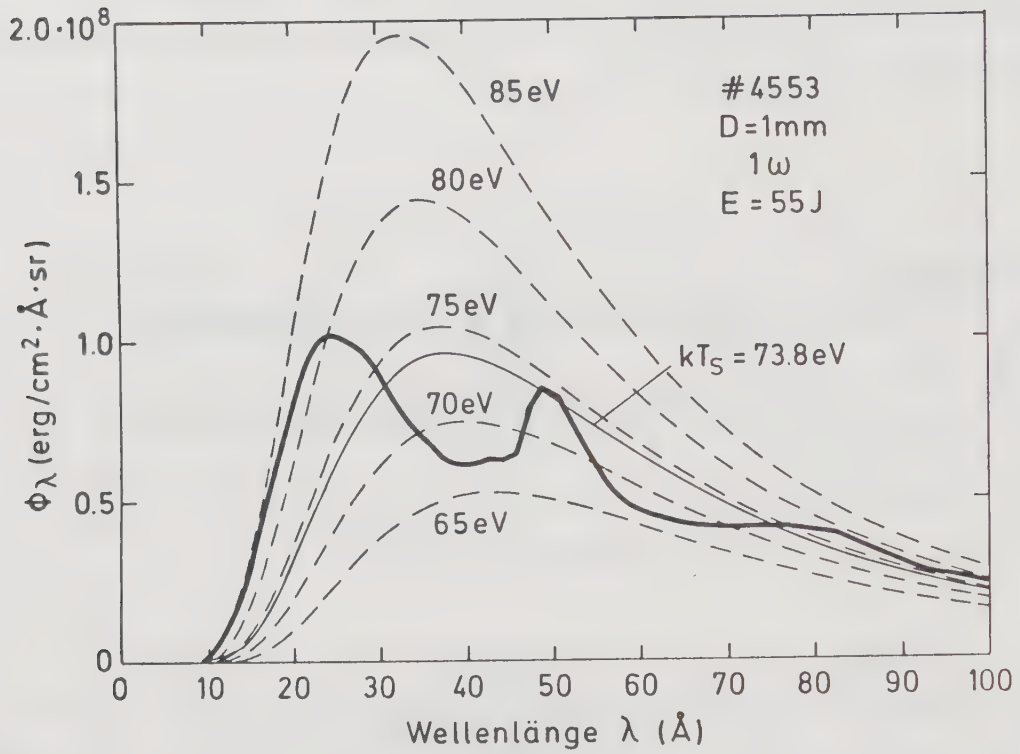


Abb. 34: Spektrale, zeitlich integrierte Strahlungsintensität Φ_λ (erg/cm² Å sr), gemessen mit dem Transmissionsgitterspektrographen an großen Hohlkugeln. Zum Vergleich sind Spektren einer Planckschen Strahlungsquelle gezeigt, die über den an Hohlkugeln gemessenen Zeitverlauf der Temperatur (s. Abb. 25) numerisch zeitintegriert wurden (gestrichelte Kurven).

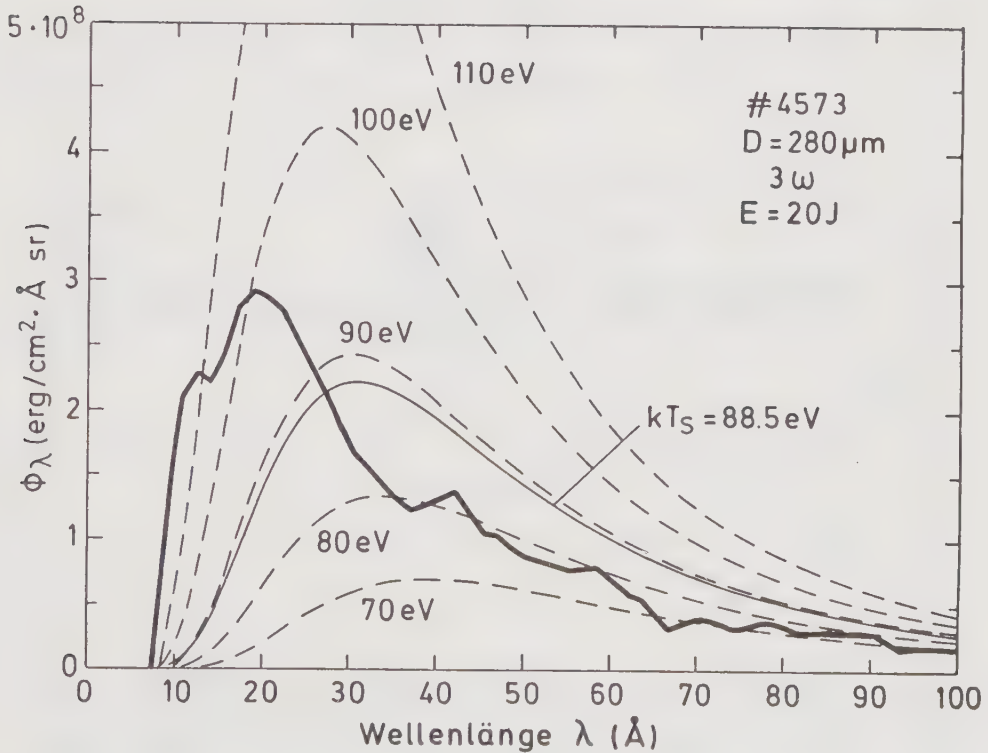
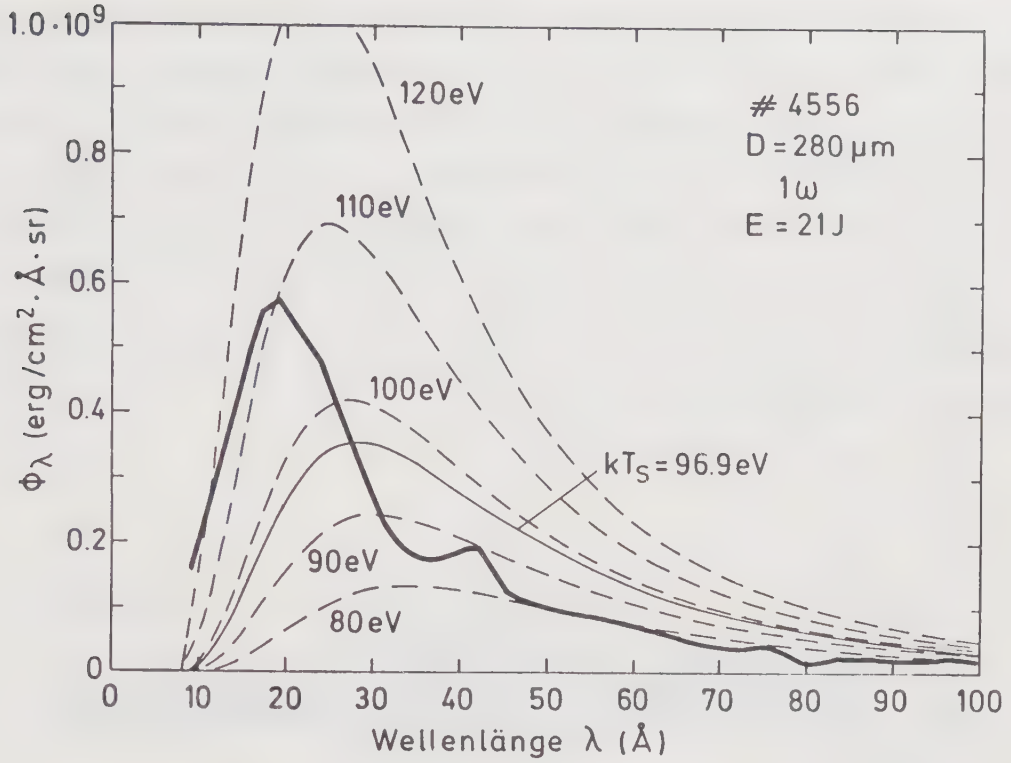


Abb. 35: Spektrale, zeitintegrierte Strahlungsintensität Φ_λ (erg/cm² Å sr), gemessen mit dem Transmissionsgitterspektrographen an kleinen Hohlkugeln. Zum Vergleich sind Spektren einer Planckschen Strahlungsquelle gezeigt, die über den an Hohlkugeln gemessenen Zeitverlauf der Temperatur (s. Abb. 25) numerisch zeitintegriert wurden (gestrichelte Kurven).

Mit dem Transmissionsgitterspektrographen wurden weitere Experimente zur Untersuchung der Strahlung, die nicht von der Innenwand kommt, durchgeführt. Dazu wurden Spektren an Hohlkugeln mit und ohne Wandelement gegenüber dem Diagnostikloch aufgenommen und verglichen. Abb. 36 zeigt die Spektren in einer Höhenliniendarstellung der Energiedichte auf dem Film. Die spektralen Intensitäten (Abb. 37a) haben eine ähnliche Struktur. Die Strahlung aus der Hohlkugel ohne sichtbares Wandelement ist wesentlich schwächer als die Strahlung von der Hohlkugelwand und kann im Rahmen der Meßgenauigkeit vernachlässigt werden.

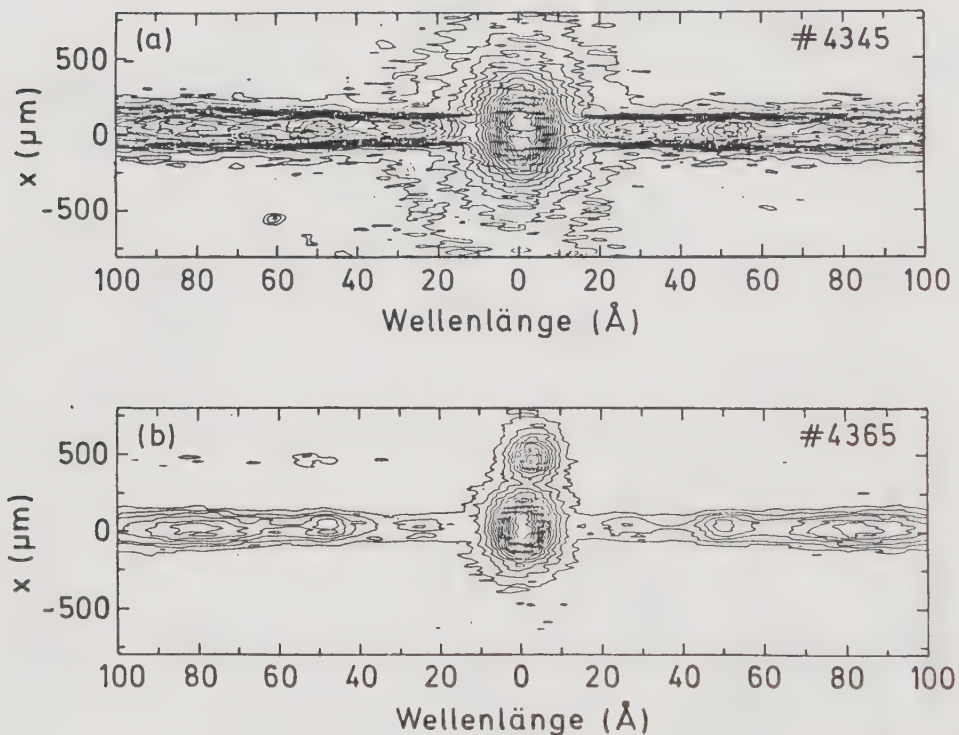


Abb. 36: Röntgenspektren des Transmissionsgitterspektrographen aufgenommen an einem Diagnostikloch einer großen Hohlkugel in einer Höhenliniendarstellung der Filmschwärzung. Der Abstand aufeinanderfolgender Linien beträgt 0,07.
 (a) mit Beobachtung eines Wandelementes,
 (b) ohne beobachtetes Wandelement (Hohlkugel an der Vorderseite aufgeschnitten).

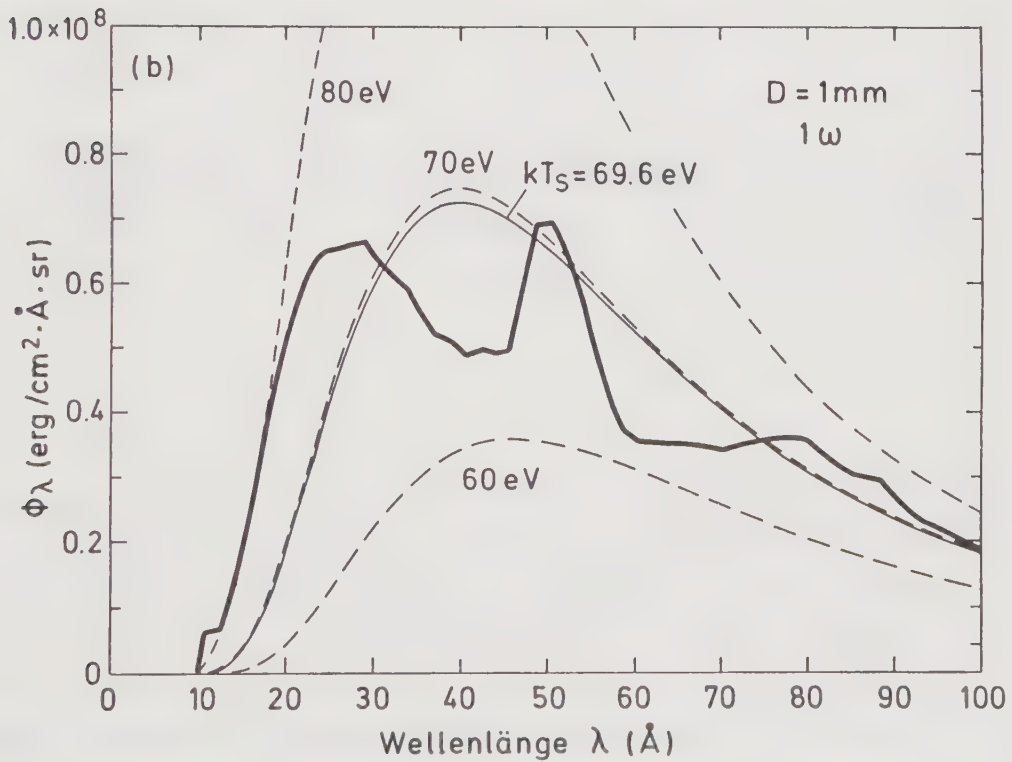
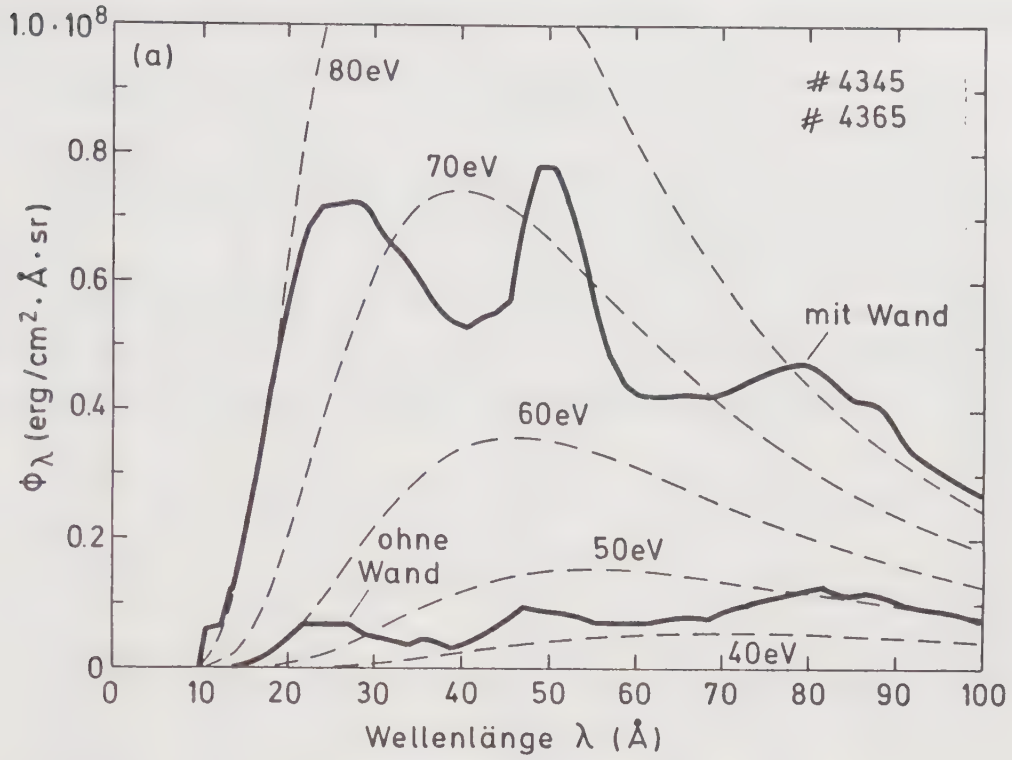


Abb. 37: Spektrale, zeitintegrierte Strahlungsintensität Φ_λ , abgeleitet aus Röntgenlochgitterspektren der Strahlung aus den Diagnostiklöchern von großen Hohlkugeln.
 (a) Messungen mit und ohne Wandbeobachtung.
 (b) Differenz der Messungen mit und ohne Wandbeobachtung.

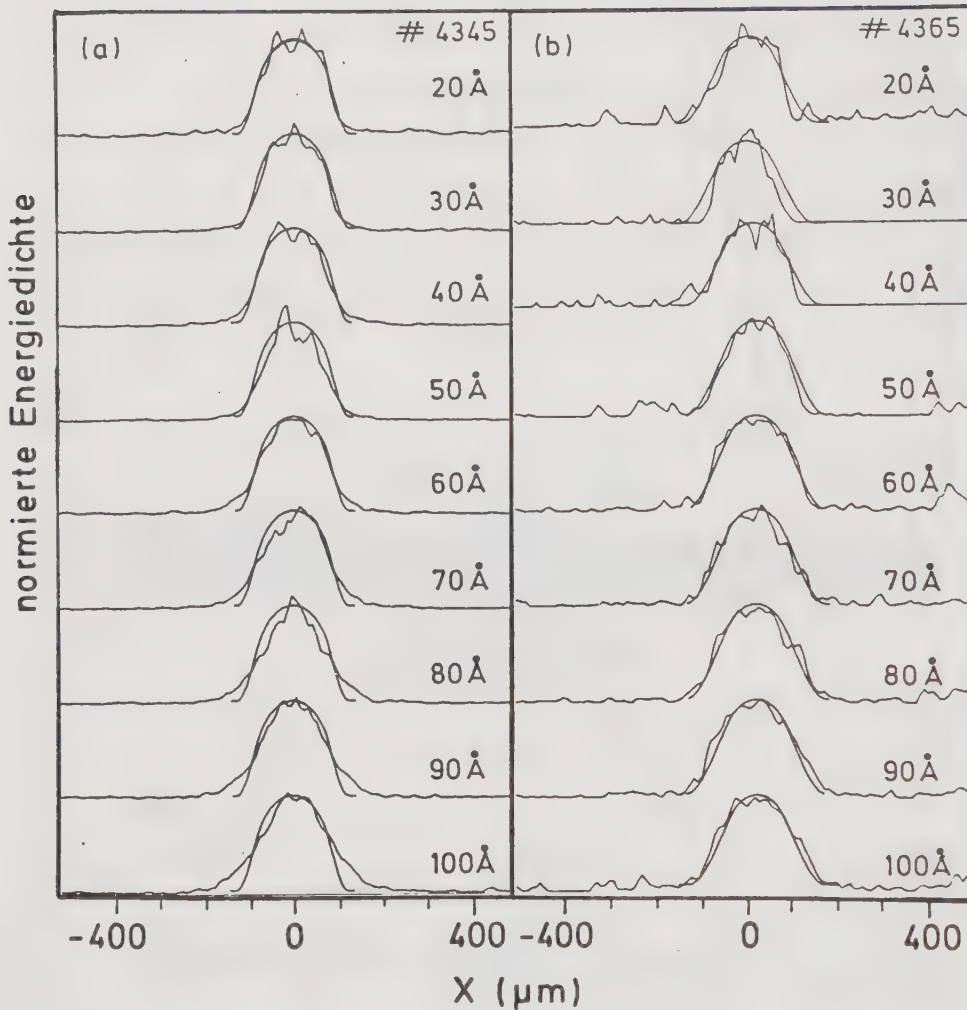


Abb. 38: Profile der Röntgenspektren von Abb. 36 in Ortsrichtung bei verschiedenen Wellenlängen. Die glatten, überlagerten Kurven wurden für eine homogene strahlende Diagnostiklochfläche gerechnet und in der Höhe angepaßt.

In Abb. 38 sind Profile der Energiedichte auf dem Film für beide Spektren bei verschiedenen Wellenlängen dargestellt. Den gemessenen Profilen wurden gerechnete Kurven überlagert, die aufgrund der Geometrie des Spektrographen für eine homogen strahlende Fläche berechnet wurden /9/.

Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der Messung und den theoretischen Profilen. Nur bei Nr. 4345 läßt sich bei Wellenlängen oberhalb 70 Å eine leichte Verbreiterung feststellen.

Die an Hohlkugeln ohne sichtbares Wandelement gemessene Strahlung kommt daher nicht vom Rand des Diagnostikloches, sondern wird von der ganzen Fläche emittiert. Da sie aber in der zeitaufgelösten Messung mit der Röntgenschnierbildkamera, die einen Zeitraum von ca. 1 ns umfaßt, nicht beobachtet wurde (Abb. 23b,d), hat sie ihren Ursprung wahrscheinlich in dem Plasma, mit dem sich die Hohlkugel zu einer späteren Zeit füllt.

VI. Strahlungstransport in die Hohlraumwand

1. Experimentelle Anordnung

In den Experimenten zum Strahlungstransport soll untersucht werden, wie tief die in einem Hohlraum erzeugte Strahlung in die das Strahlungsfeld einschließende Wand diffundieren kann. Dazu wurden Experimente an modifizierten Hohlkugeltargets durchgeführt. Bei diesen Hohlkugeln wurde eines der beiden Diagnostiklöcher mit einer dünnen Goldfolie der Dicke $d = 0,4, 0,6$ oder $1,0 \mu\text{m}$ verschlossen (Abb. 39). Die Strahlung, die durch diese dünnen Goldfolien beobachtet wurde, konnte direkt mit der durch das offene Diagnostikloch gemessenen Strahlung von der Innenwand der Hohlkugel verglichen werden. Es wird erwartet, daß das mit einer Folie verschlossene Diagnostikloch verglichen mit dem offenen erst zu einem späteren Zeitpunkt aufleuchtet, wenn die Strahlung durch die Folie hindurchdiffundiert ist.

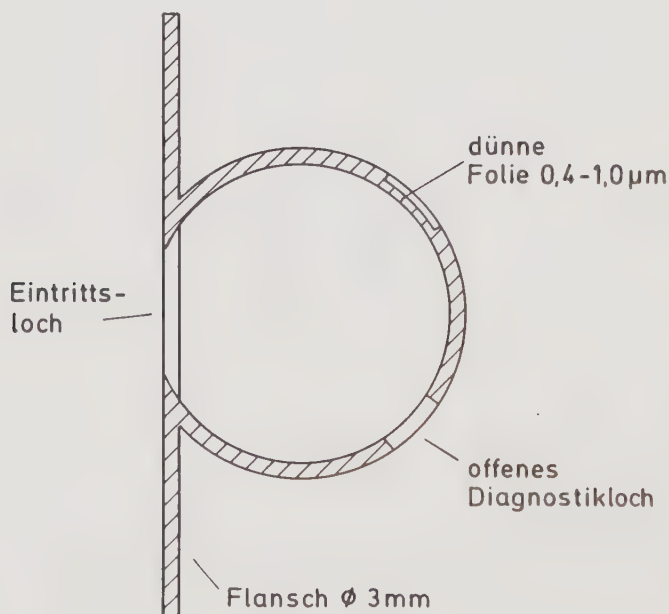


Abb. 39: Schnittansicht der Hohlkugeltargets ($D = 280 \mu\text{m}$) mit einem offenen und einem mit einer dünnen Goldfolie verschlossenen Diagnostikloch.

Bei den Messungen wurden der Transmissionsgitterspektrograph, die Schmierbildkamera mit Transmissionsgitter und zwei Röntgenphotodioden zur Diagnostik der Strahlung eingesetzt (Abb. 40).

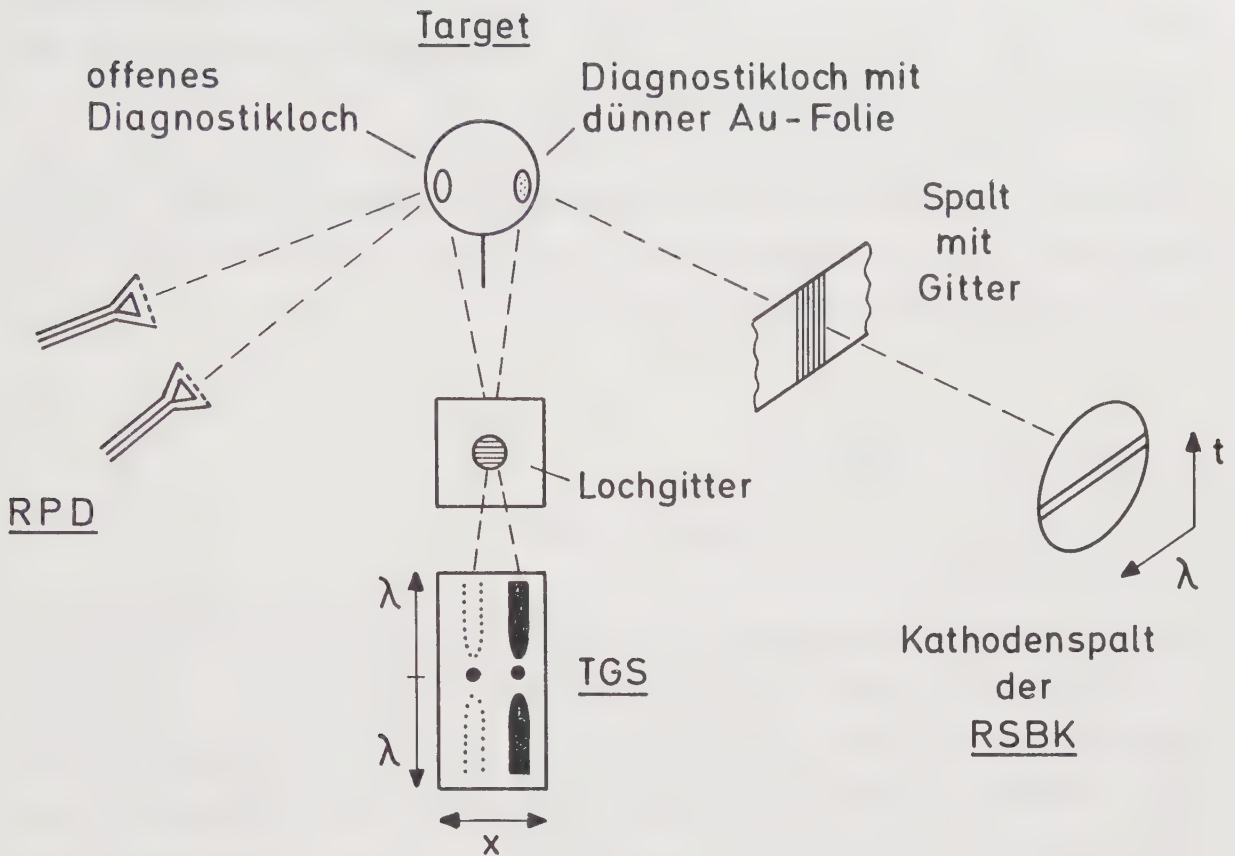


Abb. 40: Experimentelle Anordnung zur Untersuchung des Strahlungs-transportes in eine Wand. Diagnostik: Transmissionsgitterspektrograph (TGS), Röntgenschmierbildkamera (RSBK) mit Spaltabbildung und Transmissionsgitter und Röntgenphotodioden (RPD).

Mit dem in Kap. IV beschriebenen Spektrographen wurden von der Rückseite der Hohlkugel je ein Spektrum der Strahlung aus dem offenen Diagnostikloch und ein Spektrum der von dem folienverschlossenen Diagnostikloch ausgehenden Strahlung zeitintegriert gemessen. Die Schmierbildkamera wurde auf das folienverschlossene Diagnostikloch ausgerichtet. Ein 100 μm breiter Projektionsspalt in Kombination mit einem freistehenden Transmissionsgitter (1000 Linien/mm) bildet die von der Folie ausgehende Strahlung in der 0. Beugungsordnung auf den horizontalen Eingangsspalt der Photokathode der Schmierbildkamera ab. Die Dispersion des Transmissionsgitters verläuft parallel zum Kathodenspalt bzw. senkrecht zu der Richtung der Zeitablenkung. Mit der Schmierbildkamera können in dieser Anordnung zeitaufgelöste Röntgenspektren aufgenommen werden. Das

spektrale Auflösungsvermögen hängt von der Geometrie der Spaltprojektion und der Größe der Strahlungsquelle ab. Es beträgt bei den Messungen an folienbedeckten Diagnostiklöchern $\sim 5 \text{ \AA}$.

Zur Kontrolle der in der Hohlkugel erreichten Temperatur wurden bei den Experimenten zwei Röntgenphotodioden eingesetzt (siehe Kap. V.3). Sie waren auf das offene Diagnostikloch ausgerichtet.

2. Experimentelle Ergebnisse

2.a Ergebnisse des Lochgitterspektrographen

Mit dem Transmissionsgitterspektrographen ist ein direkter Vergleich der zeitintegrierten Spektren eines offenen Diagnostikloches und eines folienbelegten Diagnostikloches in einem einzigen Targetexperiment möglich. Während Messungen an Hohlkugeln mit zwei offenen Diagnostiklöchern zwei gleiche Spektren lieferten (Abb. 41a), wurde das Spektrum aus dem abgedeckten Diagnostikloch gegenüber dem des offenen sehr geschwächt (Abb. 41b). Die Schwächung durch die Goldfolie war im Wellenlängenbereich von $20 \text{ \AA}$ bis $50 \text{ \AA}$ besonders ausgeprägt.

Zur quantitativen Auswertung der Spektren wurden die in Richtung der Ortsauflösung integrierten spektralen Intensitäten berechnet. Das Verhältnis der Intensitäten der Strahlung aus dem abgedeckten und dem offenen Diagnostikloch gibt direkt die Schwächung der Strahlung durch die Folie für jede Wellenlänge an. In Abb. 42 ist das Intensitätsverhältnis über der Wellenlänge aufgetragen. An einer Hohlkugel mit zwei offenen Diagnostiklöchern wurde ein Intensitätsverhältnis von $n = 1,07 \pm 0,1$ gemessen. Eine geringe Abweichung vom Sollwert $n = 1$ kann durch eine Drehung des Targets verursacht sein, infolge der die beiden Diagnostiklöcher unter leicht verschiedenen Beobachtungswinkeln gesehen werden. Von der Goldfolie der Dicke $d = 0,4 \text{ \mu m}$ wurde nur die Strahlung der Wellenlängen unterhalb $65 \text{ \AA}$ geschwächt. Oberhalb $65 \text{ \AA}$ lag das Intensitätsverhältnis bei 1. Für größere Foliendicken ($d = 0,6 \text{ \mu m}$ und $d = 1,0 \text{ \mu m}$) wurde eine Schwächung im ganzen erfaßten Spektralbereich gefunden.

Die Reproduzierbarkeit der Messungen an den Folientargets war nicht sehr gut. Dies zeigt sich unter anderem darin, daß die Folie der Stärke $d = 1,0 \mu\text{m}$ nicht bei allen Wellenlängen eine größere Schwächung hervorruft als dünnere Folien. Diese Beobachtung steht in Zusammenhang mit den relativ starken Temperaturschwankungen bei den Messungen an kleinen Hohlkugeln (siehe Kap. V.3 und V.4).

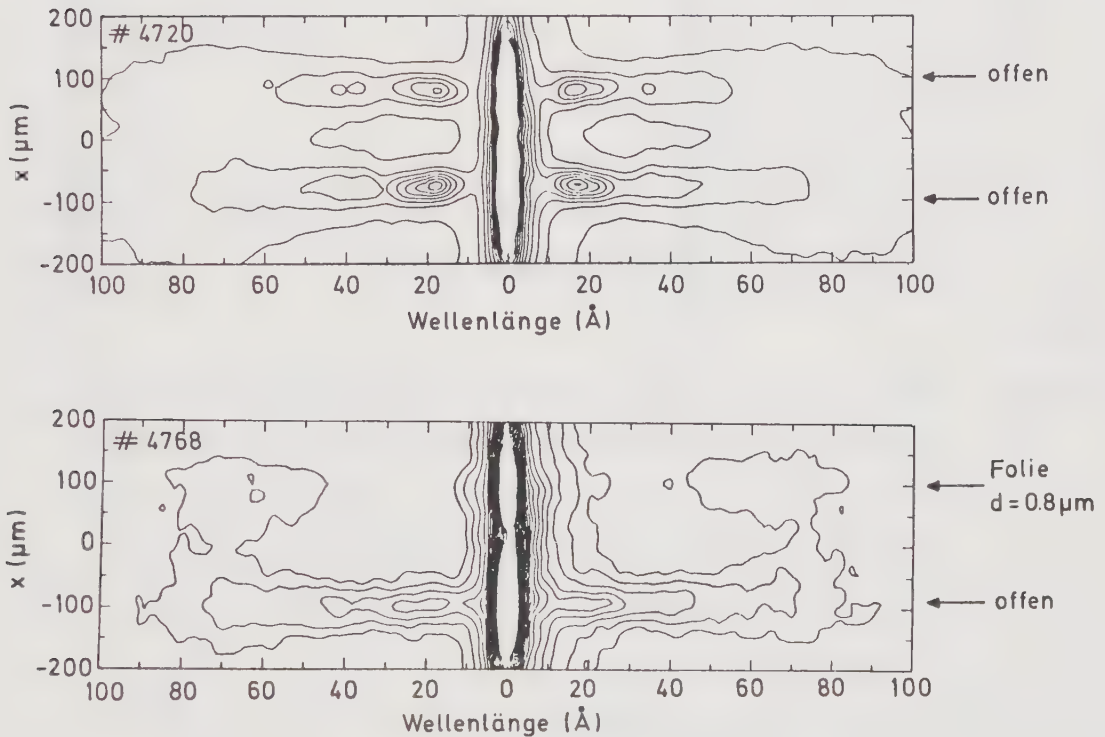


Abb. 41: Transmissionslochgitterspektren von Hohlkugeln mit
 (a) 2 offenen Diagnostiklöchern,
 (b) einem offenen und einem mit einer Folie ($d = 0,8 \mu\text{m}$)
 verschlossenen Diagnostikloch.

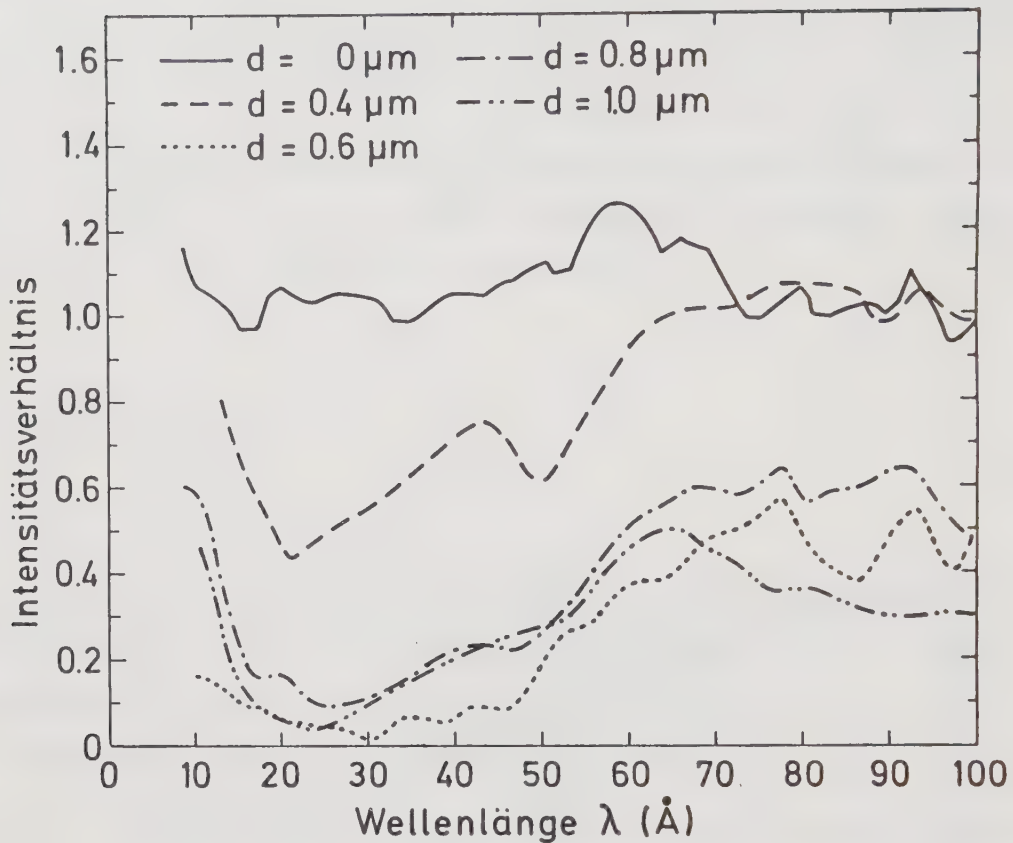


Abb. 42: Auswertung der Röntgenspektren von Hohlkugeltargets mit einem folienverschlossenen Diagnostikloch. Aufgetragen ist das Verhältnis der ortsintegrierten spektralen Intensität des Diagnostikloches mit Folie zu der Intensität eines offenen Diagnostikloches als Funktion der Wellenlänge.

2.b Ergebnisse der Schmierbildkamera

Die zeitaufgelösten Röntgenspektren von Hohlkugeltargets mit dünnen Goldfolien werden in dieser Arbeit nur qualitativ behandelt. Da die Schmierbildkamera in einem Targetexperiment jeweils nur ein Diagnostikloch beobachten kann, müssen zum Vergleich der Strahlung aus einem offenen Diagnostikloch mit der Strahlung durch eine dünne Folie zwei verschiedene Experimente herangezogen werden. In Abb. 43 werden zwei zeitlich geschmierte Spektren gezeigt, die an Diagnostiklöchern ohne und mit Folie ($d = 0,8 \mu\text{m}$) aufgenommen wurden. An offenen Diagnostiklöchern wurden Spektren aufgenommen, wie sie von Tsakiris zur Bestimmung einer

zeitaufgelösten Strahlungstemperatur schon früher erzielt wurden /18/. Die aus den geschmierten Spektren /35/ abgeleiteten Temperaturverläufe stimmen gut mit Ergebnissen der Schmierbildkameramessungen in dieser Arbeit überein, die ohne Spektralauflösung durch Vergleich mit dem gerechneten Signal einer Schwarzkörperquelle erzielt wurden. Infolge der hohen Temperaturen im Innern der Hohlkugel, liegt das Maximum des geschmierten Spektrums bei etwa 20 Å bis 30 Å.

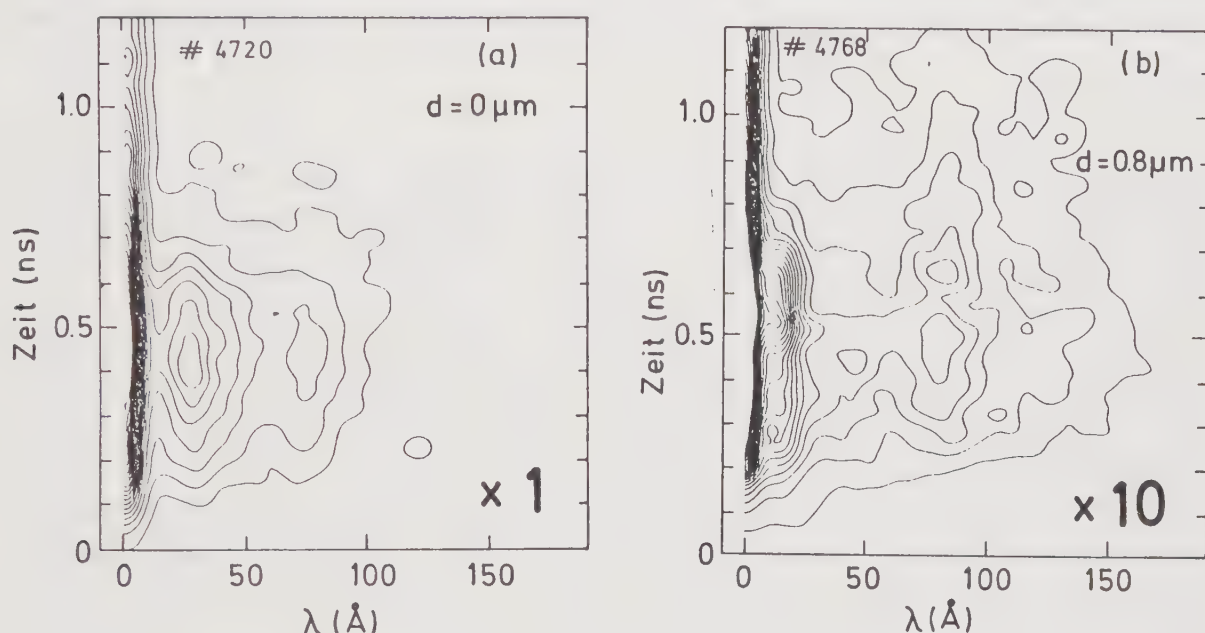


Abb. 43: Geschmierte Röntgenspektren der Strahlung aus einem offenen Diagnostikloch (a) und von einem mit einer 0,8 μm dicken Goldfolie abgedeckten Diagnostikloch (b) eines lasergeheizten Hohlkugeltargets. Das Spektrum (b) wurde mit 10fach höherer Empfindlichkeit der Schmierbildkamera aufgenommen als das Spektrum (a).

Das Spektrum von einem Hohlkugeltarget mit Goldfolie wurde bei 10fach höherer Empfindlichkeit der Schmierbildkamera aufgenommen. Die Strahlung von der Folie erscheint innerhalb der Genauigkeit der Zeitzuordnung von ± 80 ps ohne eine zeitliche Verzögerung gegenüber der Strahlung aus dem offenen Diagnostikloch. Sie wird jedoch (man berücksichtige die 10fach höhere Empfindlichkeit der Messung) über den gesamten erfaßten Wellenlängenbereich bis 150 Å sehr stark geschwächt.

Dieses Ergebnis widerspricht der Erwartung, daß die Strahlung nach dem Eintreffen einer Strahlungswärmewelle mit einer steilen Front an der Außenseite der Folie erzeugt wird.

Eine weitere Erscheinung in den Spektren, auf die hier nur kurz hingewiesen werden soll, betrifft das Auftreten eines unerwartet hohen Anteils harter Strahlung bei $\sim 10 \text{ \AA}$ in einigen Experimenten dieser Serie (siehe Abb. 43). Dieses Phänomen ist vermutlich auf Verunreinigungen in den Hohlkugeln zurückzuführen.

VII Diskussion

1. Ursprung der Strahlung

Zur Diskussion des räumlichen Ursprunges der an lasergeheizten Hohlkugeln gemessenen Röntgenstrahlung können die Ergebnisse der Röntgenlochkameras, der Schmierbildkamera mit Spaltabbildung und des Transmissionsgitterspektrographen herangezogen werden. Hierbei geht es vor allem um den Nachweis, daß die beobachtete Strahlung hauptsächlich von dem Wandelement emittiert wird, das am Ende der Sichtlinie gegenüber dem Diagnostikloch liegt.

Die Lochkameras und die Schmierbildkamera zeigten die Diagnostiklöcher als die dominierenden Quellen weicher Röntgenstrahlung. Lediglich bei sehr starker Belichtung der Lochkamera wurde eine geringe Emission von aus den Öffnungen strömendem Plasma nachgewiesen. Strahlung von der Außenfläche der Hohlkugeln wurde innerhalb des Spektralbereiches, in dem die Lochkameras empfindlich sind, nicht beobachtet. Ebenso zeigten die Messungen an der Rückseite von Halbschalentargets nur sehr schwache Strahlungsemission vom Rand der Diagnostiklöcher. Diese Emission hängt möglicherweise mit der bevorzugten Energiedeposition durch schnelle Elektronen an den Kanten des Targets zusammen, wie sie mit Hilfe von K_{α} -Emission an ebenen Targets nachgewiesen wurde /24/. Für die großen Hohlkugeln fällt diese Strahlung jedenfalls nicht ins Gewicht.

Um auszuschließen, daß es sich bei der beobachteten Strahlung um Volumenemission eines heißen Plasmas handelt, das in der Kugel eingeschlossen ist, wurden die Experimente an den aufgeschnittenen Hohlkugeln durchgeführt. Die aufgeschnittenen Hohlkugeltargets schließen das Plasma fast ebenso wie normale Hohlkugeln ein; sie erlauben aber, da das Wandelement am Ende der Sichtlinie entfernt wurde, eine gezielte Messung der Strahlung aus dem Volumen der Kugel. Die zeitaufgelösten Messungen an aufgeschnittenen Hohlkugeln mit Photodioden und der Schmierbildkamera ergaben übereinstimmend, daß die Strahlung aus dem Volumen der Hohlkugeln während der Laserpulsdauer mindestens um einen Faktor 30 schwächer ist als die Strahlung von der Wand. In den zeitintegrierten Messungen mit dem Spektrographen wird eine Zunahme der Volumenstrahlung beobachtet, da sich der Hohlraum zu späten Zeiten zunehmend mit Materie füllt. Das Verhältnis zwischen Volumenstrahlung und Wandstrahlung beträgt hier 1 : 6.

Bei den Messungen an den kleinen Hohlkugeln wurden mit den ortsauflösenden Meßverfahren (siehe Kap. V.2 und V.4) ebenfalls die Diagnostiklöcher als Quelle der Strahlung nachgewiesen. Leider war es im Rahmen dieser Arbeit technisch nicht möglich, Spezialtargets der oben genannten Art mit Durchmessern von 300 μm herzustellen. Zwischen Strahlung von der Wand und dem Volumen kann daher bei kleinen Kugeln bisher nicht unterschieden werden. Im folgenden wird angenommen, daß die Volumenstrahlung wie bei den großen Hohlkugeln vernachlässigt werden kann. Auch der Beitrag der Strahlung von den Rändern der Diagnostiklöcher ist bei den kleinen Hohlkugeln bisher nicht bekannt. Wegen der starken Zunahme der Zahl der schnellen Elektronen mit der Laserintensität könnte dieser Beitrag bei 300 μm -Hohlkugeln größer als bei den 1 mm-Hohlkugeln sein.

2. Energietransport und Wandheizung.

Der Energietransport in der Kugel hat bei einer Betrachtung der Wandheizung eine zentrale Bedeutung. Im Idealfall geschieht die angestrebte Isotropisierung der in der Kugel absorbierten Energie allein durch thermische Strahlung, d.h. in einem Prozeß, bei dem die Strahlung von verschiedenen Wandelementen emittiert, absorbiert und reemittiert wird. Durch die hohe Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes verläuft der Isotropisierungsprozess sehr schnell. Dieser Idealfall ist mit den zur Verfügung stehenden Quellen noch nicht erreichbar. Die Vorgänge in der Kugel sind deshalb wesentlich komplizierter und sollen in diesem Abschnitt kurz skizziert werden.

Bei den Strahlungsmessungen an lasergeheizten Hohlkugeln wurde Strahlung von Wandelementen gemessen, die nicht direkt vom Laser bestrahlt wurden. Es gibt also in der Tat Energietransportmechanismen im Hohlraum, die für die Aufheizung der nicht direkt vom Laser bestrahlten Wandelemente verantwortlich sind. Diese Beobachtung wird auch von schattenphotographischen Aufnahmen an dünnwandigen, kleinen Hohlkugeln unterstützt, die eine nahezu sphärische Expansion der gesamten Hohlkugel zeigen /25/. Andererseits belegen Lochkameraaufnahmen von der Vorderseite von Halbschalentargets, daß die Innenwand des Targets außerhalb des primären Laserbrennfleckes gegenüber geschlossenen Kugeln vergleichsweise kalt bleibt. Die Wandheizung erfolgt also nicht nur durch primäre Röntgenstrahlung aus

dem Laserbrennfleck, da diese Strahlung in beiden Fällen gleich sein sollte. Das Fehlen der Reemission von der entfernten vorderen Halbschale hat keinen entscheidenden Einfluß auf die Wandheizung, da das Verhältnis des reemittierten Strahlungsflusses zu dem zugeführten Energiefluß deutlich kleiner als 1 ist. Zur Klärung dieser Beobachtung soll der Energietransport innerhalb der Hohlkugel kurz diskutiert werden.

Zunächst sei der Mechanismus der Wandheizung genauer betrachtet. Im Primärbrennfleck des Laserstrahles wird anfangs ein Plasma erzeugt. Das Profil dieses Laserplasmas wird in drei Zonen, die unterdichte Laserkorona, die Elektronenwärmeleitungszone und das Gebiet der Strahlungswärmewelle, unterteilt (Abb. 44).

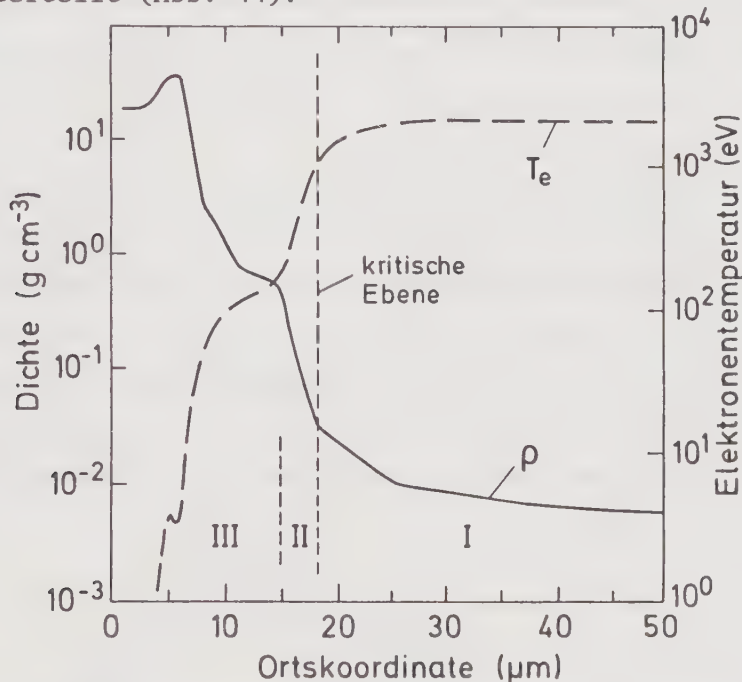


Abb. 44: Dichte- und Temperaturprofil eines lasererzeugten Plasmas mit unterdichter Laserkorona (I), Elektronenwärmeleitungszone (II) und Strahlungswärmewelle (III) nach einer LASNEX-Rechnung für ein ebenes Au-Target /27/. ($\lambda = 0,53 \mu\text{m}$, $\Phi = 3 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$, $E = 25 \text{ J}$, $t = 600 \text{ ps}$)

Der Begriff "unterdicht" meint hier, daß die Elektronendichte unter der sogenannten kritischen Dichte liegt, bei der Plasmafrequenz und Lichtfrequenz gleich sind und der Brechungsindex der freien Elektronen für das Laserlicht verschwindet. In der unterdichten Laserkorona wird das Laserlicht teilweise durch inverse Bremsstrahlung absorbiert. Der Rest wird bei der kritischen Dichte reflektiert. Die Temperatur in der Laserkorona und Wärmeleitungszone wird wesentlich durch die Elektronenwärmeleitfähigkeit bestimmt. Es werden dort Temperaturen im Bereich einiger keV

erreicht. Erst bei diesen Temperaturen kann der absorbierte Laserfluß durch Elektronenwärmeleitung transportiert werden. In der überdichten Elektronenwärmeleitungszone dringt die Wärme in dichtere Wandschichten ein. In diesen Schichten wird thermische Strahlung erzeugt und es findet ein Übergang in das Gebiet der Strahlungswärmewelle statt. Die typische Temperatur der Strahlungswärmewelle liegt mit 50 eV bis 200 eV wesentlich niedriger als in der Korona, da Strahlungswärmeleitung, die mit der Temperatur stärker als die Elektronenleitfähigkeit zunimmt, bereits ab dieser Temperatur den angebotenen Fluß transportieren kann.

Als Mechanismen für den Energietransport vom primären Laserbrennfleck zur nicht direkt laserbestrahlten Hohlkugelinnenwand werden im folgenden Laserlichtreflexion, Röntgenstrahlung, Elektronenwärmeleitung und Konvektion diskutiert.

Die Verhältnisse bezüglich Laserlichtreflexion und Absorption sind Tabelle 4 und Abbildung 45 zu entnehmen.

Die Laserlichtabsorption im Primärfleck wurde von Földes unter vergleichbaren Bedingungen an ebenen Goldtargets gemessen /26/. Ähnliche Ergebnisse wurden von Mead et al. /27/ angegeben. Der Absorptionsgrad η_{abs} nimmt bei kürzeren Wellenlängen zu, da die kritische Dichte n_c proportional $1/\lambda^2$ ist und das Licht somit bei höherer Dichte und niedrigerer

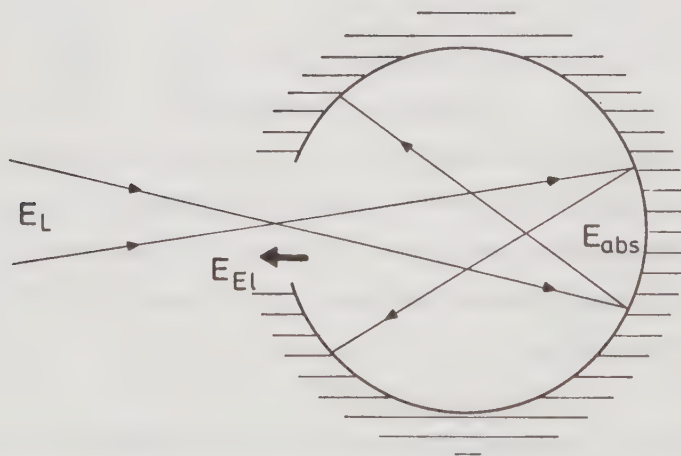


Abb. 45: Geometrische Laserlichtreflexion in einem Hohlkugeltarget.

Von der einfallenden Laserenergie E_L wird die Energie $E_{\text{abs}} = \eta_{\text{abs}} \cdot E_L$ im Primärfleck absorbiert. Von dem reflektierten Laserlicht geht ein Teil durch das Eintrittsloch verloren, der Rest wird von der Innenwand absorbiert. Quantitative Angaben sind Tabelle 4 zu entnehmen.

Temperatur, d.h. in einem mehr stoßbestimmten Plasma absorbiert wird. Bei höheren Intensitäten steigt die Temperatur in der Korona an und die Absorption durch inverse Bremsstrahlung wird weniger effektiv. Es kann angenommen werden, daß das nicht im Primärfleck absorbierte Laserlicht geometrisch reflektiert wird (Abb. 45). Nur ein geringer Bruchteil $\eta_{El} = E_{El}/E_L$ geht dabei durch das Eintrittsloch verloren (Tab. 4), der Rest $1-\eta_{abs}-\eta_{El}$ wird bei niedriger Intensität auf der vorderen Hälfte der Hohlkugel absorbiert. Es fällt auf, daß vor allem bei 1w Experimenten zunächst nur ein kleiner Teil des Laserlichtes im primären Laserfleck absorbiert wird. Reflexion von Laserlicht stellt also einen wichtigen Transportmechanismus dar.

Tabelle 4: Daten zum Laserenergietransport in Hohlkugeln. Φ_L und η_{abs} sind die Laserintensität und der Absorptionsgrad im primären Laserbrennfleck. η_{El} ist der Bruchteil der durch das Eintrittsloch und $1-\eta_{abs}-\eta_{El}$ der Bruchteil der auf die Innenwand reflektierten Laserenergie.

Durch- messer D/mm	Laser frequenz	Φ_L/Wcm^{-2}	η_{abs}	η_{El}	$1-\eta_{abs}-\eta_{El}$
1	1 w	$1,8 \cdot 10^{14}$	40%	6%	54%
1	3 w	$6,0 \cdot 10^{13}$	70%	3%	27%
0,28	1 w	$7,7 \cdot 10^{14}$	30%	21%	49%
0,28	3 w	$7,7 \cdot 10^{14}$	50%	15%	35%

Eine Konversion von absorbiertem Laserlicht in Röntgenstrahlung tritt sowohl im Primärfleck als auch bei der Wechselwirkung des im Primärfleck reflektierten Lichtes mit der gegenüberliegenden Wand auf. Die erzeugte Röntgenstrahlung wird schon bei der ersten Absorption gleichmäßig auf der Kugelinnenwand deponiert, falls die Abstrahlung nach dem Lambertschen Gesetz erfolgt. Die Absorption der Röntgenstrahlung geschieht in einer Tiefe der Wand, in der die optische Dicke von der Größenordnung 1 ist. Im Grenzfall einer Strahlungswärmewelle hoher optischer Dicke ist dies schon in einer Schicht der Fall, deren Dicke wesentlich kleiner als die Ausdehnung der Wärmewelle ist. Von dort findet zum einen eine Reemission in das Vakuum, zum anderen eine Diffusion der Strahlung in tiefere Wand-schichten statt.

Zur Abschätzung der Röntgenkonversion in Hohlkugeln wurden Messungen und Rechnungen der Röntgenkonversion an ebenen Au-Targets aus der Literatur herangezogen. Die auf die absorbierte Laserenergie bezogene Röntgenkonversion η_x zeigte in Messungen fast keine Abhängigkeit von der Laserintensität und nur eine geringe Abhängigkeit von der Lichtwellenlänge /27,28,29/. Sie beträgt 35 - 40 % bei 1w und ~ 50 % bei 3w, wobei Messungen mit Nd-Glaslasern gemäß theoretischer λ -Skalierungen auf die nur wenig größere Jodlaser-Wellenlänge umgerechnet wurden. Da in der geschlossenen Hohlraumgeometrie letztlich fast alles Laserlicht absorbiert wird, entspricht η_x auch der gesamten Röntgenkonversion im Hohlkugeltarget. In der offenen Geometrie eines Halbschalentargets wird jedoch nur ein Teil des Laserlichtes absorbiert, da das im Primärfleck reflektierte Licht verlorengeht. Die Röntgenkonversion ist in diesem Fall noch um den Absorptionsgrad vermindert.

Im folgenden soll der Beitrag der Elektronenwärmeleitung zum Energietransport vom primären Laserplasma zur Innenwand der Hohlkugel abgeschätzt werden. Zur Vereinfachung wird eine ebene Kavität mit zwei unendlich ausgedehnten Wänden im Abstand D angenommen, zwischen denen ein Plasma der Temperatur T eingeschlossen ist. Die Temperatur, die notwendig ist, um den auf eine Wand einfallenden Laserfluß allein durch Elektronenwärmeleitung durch die Kavität zu transportieren, liegt sehr hoch. Sie wird zusätzlich von Flußbegrenzung, Abstrahlung, Konvektion usw. beeinflusst und ist daher sehr schwierig anzugeben. Um den maximal möglichen Transport abzuschätzen, wird zunächst die Temperatur des Plasmas nach Manheimer /31/ berechnet.

In diesem Modell wird eine Unterteilung in drei Gebiete, die unterdichte Korona, die überdichte Ablationszone und den Festkörper vorgenommen (Abb. 46). Die Ablationszone wird als stationär angenommen. Die unterdichte Korona wird durch eine isotherme Verdünnungswelle beschrieben. In der Grenzschicht zwischen überdichter Ablationszone und Korona, an der kritischen Dichte, wird der Laserfluß Φ_{abs} eingekoppelt. Beide Gebiete werden durch die Randbedingung, daß die Machzahl M an der kritischen Dichte 1 ist, miteinander verbunden.

Der Gesamtenergiefluß durch die kritische Dichte S_c ist

$$S_c = \frac{d}{dt} \left\{ \int_0^\infty \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{3}{2} n_i (1 + Z) k T \right) dx \right\} ,$$

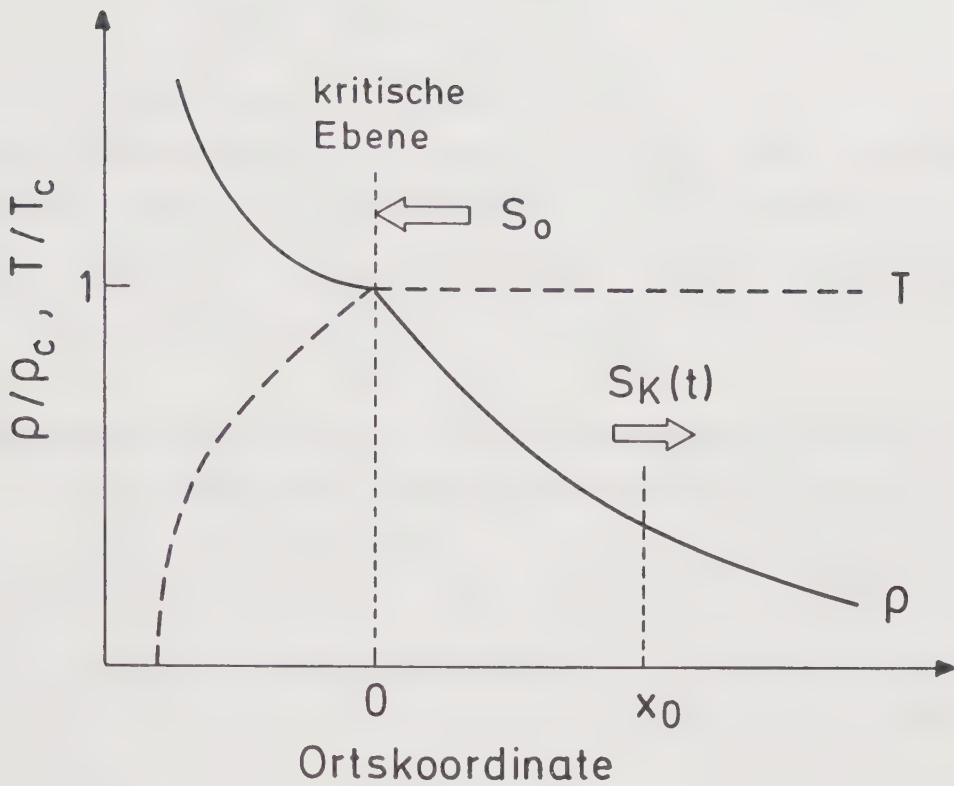


Abb. 46: Dichte- und Temperaturprofil in einem stationären Modell nach Manheimer /31/. S_0 ist der an der kritischen Ebene eingekoppelte Energiefluß. $S_k(t)$ ist der zeitabhängige Fluß von konvektiver Energie durch eine Ebene im Abstand x_0 von der kritischen Ebene.

wobei $n_i = n_i^c \exp(-x/st)$ und $v = s + x/t$ Dichte und Geschwindigkeit der isothermen Verdünnungswelle sind und $s = [(1+Z)kT/m_i]^{1/2}$ die Schallgeschwindigkeit ist. Wegen der Stationarität der Ablationszone gilt $S_c = \Phi_{abs}$. Daraus läßt sich nun die Temperatur der Korona als Funktion des absorbierten Laserflusses bestimmen:

$$T = \left(\frac{\Phi_{abs}}{4\rho_c \frac{(1+Z)k}{m_i}} \right)^{2/3}.$$

Für die typischen absorbierten Laserflüsse Φ_{abs} in großen Hohlkugeln ($D = 1 \text{ mm}$, $\Phi_{abs} = 6,4 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$) und kleinen Hohlkugeln ($D = 280 \text{ }\mu\text{m}$, $\Phi_{abs} = 2,3 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$) erhält man Temperaturen von $T_e = 6,3 \text{ keV}$ und $T_e = 14,9 \text{ keV}$.

Der Elektronenwärmefluß in einem Plasma kann natürlich nicht den maximalen Energiefluß eines freiströmenden Elektronengases

$$S_{fs} = f n_e v_e k T_e$$

überschreiten. Hier ist $f = 0,6$ /37/, n_e die Elektronendichte und v_e die mittlere thermische Elektronengeschwindigkeit. Im Rahmen des beschriebenen Modelles erhält man für S_{fs} mit $n_e = n_e(x=R,t)$ und $v_e = v_e(x=R,t)$

$$S_{fs} = 3.5 \cdot 10^{15} \left(\frac{T}{\text{eV}} \right)^{3/2} \cdot e^{-R/st},$$

wobei ein Flußbegrenzungsfaktor von $f = 0,1$ /38/ angenommen wurde. Dieser Fluß ist in Abb. 47 als Funktion der Zeit dargestellt.

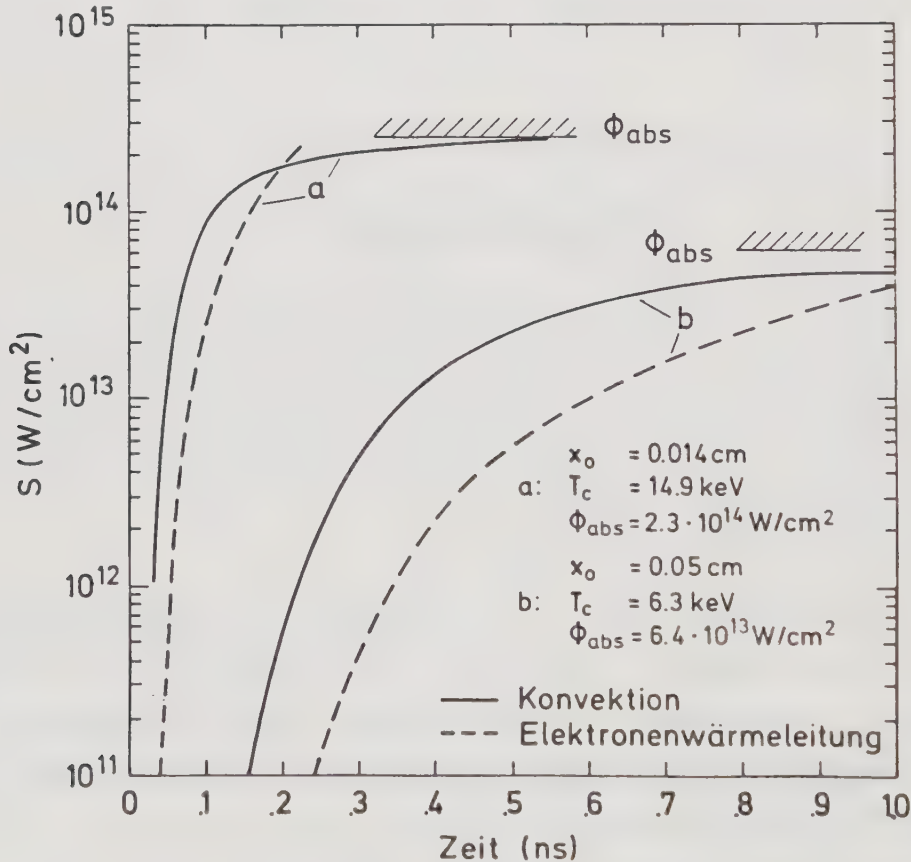


Abb. 47: Energieflüsse für konvektiven Energietransport (durchgezogene Kurven) und Elektronenwärmeleitung (gestrichelte Kurven) durch eine Ebene im Abstand x_0 von der kritischen Ebene in dem stationären Modell nach Manheimer /31/. Der Laserfluß Φ_{abs} wird bei der kritischen Dichte eingekoppelt. Die Temperatur an der kritischen Ebene ist T_c . Die Kurven (a) und (b) beziehen sich auf die angegebenen typischen Werte der Parameter $x_0 = D/2$, T_c und Φ_{abs} in großen und kleinen Hohlkugeln.

Der volle Wärmefluß, wie er nach

$$S_e = -\kappa \nabla T_e \approx -\kappa T_e / R$$

mit dem Spitzerschen Wärmeleitungskoeffizienten /32/

$$\kappa = 1,95 \cdot 10^{-4} \frac{T_e^{5/2}}{Z \cdot \ln \Lambda} \cdot \text{erg/sKcm}$$

für die oben angegebenen Temperaturen, $Z \cong 20$ und $\ln \Lambda = 5$ gegeben ist, kann innerhalb der betrachteten Zeiten nicht erreicht werden, da nicht genügend Teilchen für den Transport zur Verfügung stehen.

In kleinen Hohlkugeln erreicht S_{fs} schon während der Laserpulsdauer einen Wert in der Größenordnung des Laserflusses, in großen nach ungefähr einer Nanosekunde. Daraus kann geschlossen werden, daß Elektronenwärmeleitung beim Energietransport während des Heizprozesses in kleinen Hohlkugeln eine große, in großen Hohlkugeln dagegen eine geringere Rolle spielt. Es sollte betont werden, daß die Abschätzung von S_{fs} eher eine untere Grenze für den Fluß liefert, da die Dichte n_e in dem ebenen Modell wahrscheinlich unterschätzt wird.

Der Beitrag der Elektronenwärmeleitung zum Energietransport ist zwar nur mit einer relativ großen Unsicherheit abzuschätzen, es zeigt sich aber, daß er vor allem in kleinen Hohlkugeln berücksichtigt werden muß. Die Zufuhr von Energie vom Laserbrennfleck zur nicht direkt laserbestrahlten Wand führt zur Erzeugung von Strahlung ähnlich wie im Laserbrennfleck.

Der Energietransport durch Konvektion kann auch mit Hilfe des stationären Ablationsmodelles nach Manheimer /31/ abgeschätzt werden. Dazu sei ähnlich wie bei der Abschätzung der Elektronenwärmeleitung der konvektive Energiefluß S_k durch eine Ebene im Abstand R zur kritischen Dichte betrachtet.

$$S_k = \frac{1}{2} \rho_R (v_R^3 + 5v_R s^2) \quad ,$$

wobei der Index R die Größen an der Stelle $x_0 = D/2$ bezeichnet. Abbildung 47 zeigt den konvektiven Energiefluß für kleine Hohlkugeln ($x_0 = 0,014$ cm, $T_c = 14,9$ keV, $\Phi_{abs} = 2,3 \cdot 10^{14}$ W/cm²) und für große Hohlkugeln ($x_0 = 0,05$ cm, $\Phi_{abs} = 6,4 \cdot 10^{13}$ W/cm², $T_c = 6,3$ keV) als Funktion der Zeit. Da in die Verdünnungswelle kontinuierlich geheizte Materie fließt, nimmt der Konvektionsfluß zeitlich zu, bis als Grenzwert

der absorbierte Laserfluß erreicht wird. Nach der Zeit $\tau = 300$ ps hat der Konvektionsfluß in kleinen Hohlkugeln nahezu seinen Sättigungswert erreicht, während der Fluß in großen Hohlkugeln auf etwa 10 % des Sättigungswertes angestiegen ist.

Diese grobe Abschätzung zeigt, daß durch Konvektion besonders in kleinen Hohlkugeln ein beträchtlicher Energiefluß erzeugt wird. Es ist nun die Frage, ob diese Energie, die hauptsächlich von den Ionen transportiert wird, zur Strahlungserzeugung auf die Elektronen im Plasma übertragen werden kann. Die charakteristische Zeit für den Energieausgleich zwischen Elektronen (Temperatur T_e , Atomgewicht $A_e = 1/1836$) und Z -fach geladenen Ionen (Temperatur T_i , Atomgewicht A_i) in einem Plasma der Dichte n_i ist /32/:

$$\tau_{eq} = 5,87 \frac{A_e A_i}{n_i Z^2 \ln \Lambda} \cdot \left(\frac{T_e}{A_e} + \frac{T_i}{A_i} \right)^{3/2} .$$

Für Gold ($A_i = 197$) und die in lasergeheizten Hohlräumen auftretenden Elektronen- und Ionentemperaturen ist $T_e/A_e \gg T_i/A_i$, so daß für τ_{eq} gilt:

$$\tau_{eq} \approx 3,5 \cdot 10^8 \frac{A_i}{n_i Z^2 \ln \Lambda} \cdot \left(\frac{T_e}{eV} \right)^{3/2} .$$

Für die in dem oben beschriebenen Modell resultierenden Werte für n_i und T_e erhält man sehr lange Energieausgleichszeiten. Um eine untere Grenze für τ_{eq} zu berechnen, sei $T_e = 500$ eV, $Z = 30$ und $n_i = \rho_c/m_i$ angenommen. Damit ergibt sich immer noch $\tau_{eq} = 1,3$ ns, d.h. auch wenn die Dichte in der Hohlkugel die kritische Dichte erreicht, bei der kein Laserlicht mehr eindringen kann und die Koronatemperatur relativ niedrig liegt, ist die Energieausgleichszeit zwischen Ionen und Elektronen wesentlich länger als die Laserpulsdauer. Daraus ergibt sich, daß der konvektive Energiefluß während der Laserpulsdauer nicht wesentlich zur Wandheizung beitragen kann, da die konvektive Energie nicht schnell genug auf die Elektronen übertragen wird.

Nach der Diskussion der verschiedenen Energietransportmechanismen können nun die experimentellen Beobachtungen erklärt werden. In der geschlossenen Hohlraumgeometrie geschieht der Energietransport von dem primären Laserbrennfleck zum beobachteten Wandelement durch Röntgenstrahlung, reflektiertes Laserlicht und Elektronenwärmeleitung. Die zugeführte Laserenergie wird vollständig thermalisiert und abgesehen vom primären Fleck

gleichmäßig auf der Innenwand verteilt. Der größte Teil der thermalisierten Energie treibt die Strahlungswärmewelle (vgl. Abb. 51). Allein die in der Korona gespeicherte kinetische und thermische Energie der Ionen ist von der Strahlungswärmewelle weitgehend entkoppelt. Bei einem Halbschalentarget hingegen (Abb. 19) trägt nur die Röntgenstrahlung aus dem primären Fleck zur Wandheizung bei. Das reflektierte Laserlicht geht verloren. Die Annahme, daß die Halbschale nicht durch Wärmeleitung geheizt wird, basiert auf Beobachtungen an ebenen Targets /33/. Insgesamt stehen dem Halbschalentarget daher nur 15 % der Laserenergie zur Wandheizung zur Verfügung.

3. Strahlungstransport in die Hohlkugelwand

Der Strahlungstransport in die Wand eines lasergeheizten Hohlraumes wurde experimentell an dünnen Goldfolien untersucht, die einen Teil der Hohlraumwand bildeten. Das Verhältnis der durch dünne Goldfolien gemessenen

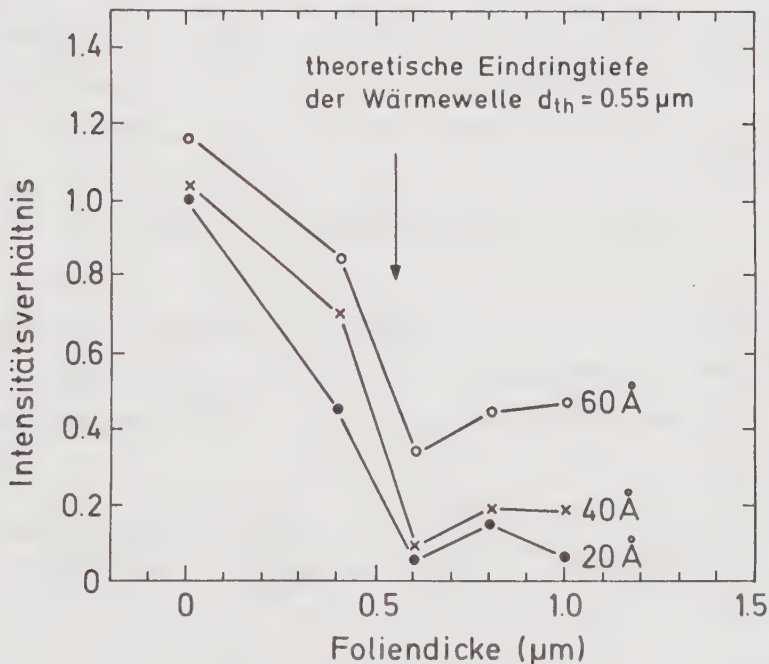


Abb. 48: Das Verhältnis der durch dünne Goldfolien gemessenen spektralen Intensität zu der durch ein offenes Diagnostikloch gemessenen Intensität für drei Wellenlängen als Funktion der Foliendicke. Zum Vergleich ist die Eindringtiefe der Strahlungswärmewelle aus dem theoretischen Modell der Strahlungsdiffusion /9/ eingezeichnet.

zeitlich integrierten spektralen Intensität zu der durch ein offenes Diagnostikloch gemessenen Intensität ist für drei Wellenlängen, die im Bereich maximalen Energietransportes, d.h. in der Nähe des Maximums des Rosseland-Gewichtsfaktors bei Photonenenergien von $\cong 4$ kT liegen, in Abb. 48 als Funktion der Foliendicke dargestellt. Der experimentelle Wert einer charakteristischen Foliendicke für die Abnahme der an der Folie gemessenen Intensität liegt bei $0,5 \mu\text{m}$.

Der experimentelle Befund soll nun mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden. Eine Dimensionsanalyse /9/ liefert für die Masse m einer ablativen Wärmewelle im lokalen thermischen Gleichgewicht unter der Randbedingung eines konstanten zugeführten Laserflusses S die Beziehung

$$m = \xi_f \left(a^2 \left(\frac{S}{\tilde{S}_v} \right)^{2\lambda+3\mu-1} \cdot t^{2\lambda+\mu-1} \right)^{\frac{1}{2\lambda+3\mu+1}}.$$

Die Konstanten $\xi_f = 0,33$ und $\tilde{S}_v = 1,33$ werden durch Lösung der hydrodynamischen Gleichungen bestimmt. Der Wert des Wärmeleitungsparameters a sowie die konstanten λ und μ sind von den zugrundeliegenden Opazitäten abhängig. Für $\ell_R = 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ (T/eV)} \cdot (\text{v/cm}^3 \text{ g}^{-1}) / 21$ ist $a = 7,05 \cdot 10^{-27} \text{ cgs}$, $\lambda = 7/3$ und $\mu = 1$. Die theoretische Eindringtiefe der ablativen Strahlungswärmewelle $d_{th} = m/\rho$ ist damit:

$$d_{th} = 2,6 \cdot 10^{-7} S^{7/13} t^{10/13} \quad \mu\text{m}.$$

Identifiziert man S mit $E/A \cdot \tau_L$, der über die Hohlkugelinnenfläche $A = \pi D^2$ gemittelten absorbierten Laserleistung E/τ_L , so erhält man für die theoretische Eindringtiefe der ablativen Strahlungswärmewelle zur Zeit $t = \tau_L$:

$$d_{th} = 0,55 \left(\frac{E}{15J} \right)^{7/13} \cdot \left(\frac{D}{280\mu\text{m}} \right)^{-14/13} \mu\text{m}.$$

Es zeigt sich, daß der experimentell gefundene Wert der für die Abschirmung des Strahlungsfeldes im Innern der Hohlkugel erforderlichen Wanddicke der theoretischen Eindringtiefe der Wärmewelle in die Wand entspricht. Dies wird als eine Bestätigung der Modellvorstellung der Strahlungsdiffusion in die Wand angesehen.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte der beobachtete Zeitverlauf der Strahlung durch die dünnen Goldfolien (Abb. 43), d.h. das Fehlen eines ausgeprägten Anstiegs der Strahlung bei Ankunft der nichtlinearen Wärmewelle an der Rückseite der Folie, nicht geklärt werden. Vermutlich hängt dies damit zusammen, daß unter den im Experiment erreichten Bedingungen einer nur marginal optisch dicken Wärmewelle die Welle noch nicht das ausgeprägte, steil ansteigende Temperaturprofil besitzt, wie es im Grenzfall großer optischer Dicke auftritt. Theoretische Vorhersagen des Zeitverlaufes der Strahlung würden eine weit detailliertere, frequenzabhängige Behandlung des Strahlungstransportproblems erfordern, die über den Rahmen dieser Arbeit hinausgeht. Es sollte jedoch betont werden, daß Experimente dieses hier zum erstenmal beschriebenen Types eine detaillierte Untersuchung der Struktur der Wärmewelle ermöglichen sollten.

4. Temperaturmessungen

4.a Vergleich der Meßmethoden

Die Messungen mit den Röntgenphotodioden und dem Transmissionsgitterspektrographen beruhen auf zwei unabhängig absolut geeichten Meßverfahren. Mit den Photodioden wurde die Strahlungstemperatur unter der Annahme einer Planckschen Spektralverteilung in durch Filter bestimmten Spektralbereichen zeitaufgelöst gemessen.

Mit dem Transmissionsgitterspektrographen wurden zeitintegrierte Röntgenspektren aufgenommen und in dem Vergleich mit einer Schwarzkörperquelle Strahlungstemperaturen bestimmt. Die Transmissionsgitterspektren wurden in Kap. V im Vergleich mit gerechneten Planckspektren dargestellt. Zur Berechnung der Planckspektren wurde der mit der Schmierbildkamera gemessene Zeitverlauf der Strahlung unter der Annahme verschiedener Maximaltemperaturen zur Berechnung des zeitlichen Temperaturverlaufs herangezogen. Die Spektren ergaben sich dann aus der numerischen Zeitintegration der Strahlung einer Planckschen Quelle mit dem gemessenen Zeitverlauf der Temperatur. Durch Vergleich der gemessenen Filmspektren mit den auf diese Weise zeitintegrierten Planckspektren wurden die Strahlungstemperaturen im Maximum der Emission bestimmt.

Tabelle 5: Vergleich der mit Photodioden und dem Gitterspektrographen in verschiedenen Wellenlängenbereichen gemessenen Strahlungstemperaturen. Filter der Dioden: 2 μm Makrofol (2 μm M.), 0,5 μm Aluminium (0,5 μm Al) und ohne Filter (o.F.). Die mit dem Spektrographen gemessenen Strahlungstemperaturen beziehen sich auf die angegebenen Spektralbereiche, die den Bereichen maximaler Empfindlichkeit der Dioden entsprechen. Werte in Klammern gehören zu vergleichbaren Schüssen derselben Serie.

	<u>Dioden</u>		<u>Spektrograph</u>	
	Filter	T(eV)	Spektralbereich	T(eV)
<u>#4554</u>	o.F.	(74)	9 - 100 Å	75
D = 1 mm	2 μm M.	(70)	44 - 70 Å	71
1 ω	0,5 μm Al	(78)	~ 20 Å	84
<u>#4574</u>	o.F.	(43)	9 - 100 Å	44
D = 1 mm	2 μm M.	45	44 - 70 Å	43
3 ω	0,5 μm Al	53	~ 20 Å	54
<u>#4556</u>	o.F.	110	9 - 100 Å	97
D = 253 μm	0,5 μm Al	114	~ 15 Å	112
1 ω				
<u>#4573</u>	o.F.	(86)	9 - 100 Å	89
D = 274 μm	0,5 μm Al	115	~ 15 Å	113
3 ω				

Die Diodenmessungen ohne Filter sowie mit 2 μm Makrofol und 0,5 μm Aluminium können direkt mit den in den entsprechenden Wellenlängenbereichen mit dem Filmspektrographen gemessenen Strahlungstemperaturen verglichen werden. Die Übereinstimmung der mit zwei unabhängigen Verfahren gemessenen Strahlungstemperaturen ist sehr gut. Die Abweichungen betragen im Mittel nur 5%. Abweichungen der in verschiedenen Spektralbereichen gemessenen Strahlungstemperatur sind wie die Spektren der Abb. 34 und 35 erwarten lassen, wesentlich höher.

Der Meßfehler des Transmissionsgitterspektrographen setzt sich aus dem systematischen Fehler der Filmeichung von $\pm 25\%$ für $\lambda > 30 \text{ \AA}$, der für $\lambda < 30 \text{ \AA}$ auf $\pm 50\%$ bei $\lambda \sim 10 \text{ \AA}$ ansteigt und einem zufälligen Fehler, der sich aus Schwankungen der Beobachtungswinkel der strahlenden Fläche ergibt und mit $\pm 10\%$ bis 20% abgeschätzt wird, zusammen. Der Gesamtfehler der Temperaturmessung ist mit ca. 10% wesentlich kleiner, da die Abstrahlung mit einer hohen Potenz von der Temperatur abhängt.

Zum Fehler der Diodenmessungen tragen die Fehler der gerechneten Filtertransmissionen und Abweichungen der tatsächlichen Kathodenempfindlichkeit von den publizierten Werten bei. Beide Beiträge sind unbekannt.

4.b Röntgenspektren

Die gemessenen Spektren zeigen erwartungsgemäß Abweichungen von dem Spektrum eines schwarzen Körpers, die von der nicht vollständigen Ausbildung eines thermischen Gleichgewichtes zwischen Strahlung und Materie verursacht werden. Nur im thermischen Gleichgewicht, wenn die charakteristische Gradientenlänge der Temperatur wesentlich größer als die längste freie Photonenweglänge ist, strahlt ein Körper ein Planckspektrum aus.

Die von einer geheizten Wand emittierten Photonen haben ihren Ursprung in einer Tiefe von der Größenordnung der freien Photonenweglänge. Die Situation ist schematisch in Abb. 49 dargestellt. Aufgrund der komplizierten Atomstruktur des Wandmaterials ist die Photonenweglänge sehr stark wellenlängenabhängig. Weniger stark absorbierte Photonen der Wellenlänge λ_1 werden demzufolge in einer tieferen Wandschicht m_1 als stärker absorbierte Photonen (λ_2) emittiert. Bei dem Vorliegen eines idealen thermischen Gleichgewichtes, bei dem die charakteristische Länge des Temperaturgradienten wesentlich größer als die Photonenweglänge ist, stimmen die bei den Wellenlängen λ_1 und λ_2 gemessenen Strahlungstemperaturen überein. In den Experimenten wurde dieser Idealzustand jedoch noch nicht erreicht. Die Temperatur nimmt bei endlichen optischen Tiefen in Richtung tieferer Wandschichten ab und die bei λ_1 und λ_2 gemessenen Strahlungstemperaturen unterscheiden sich.

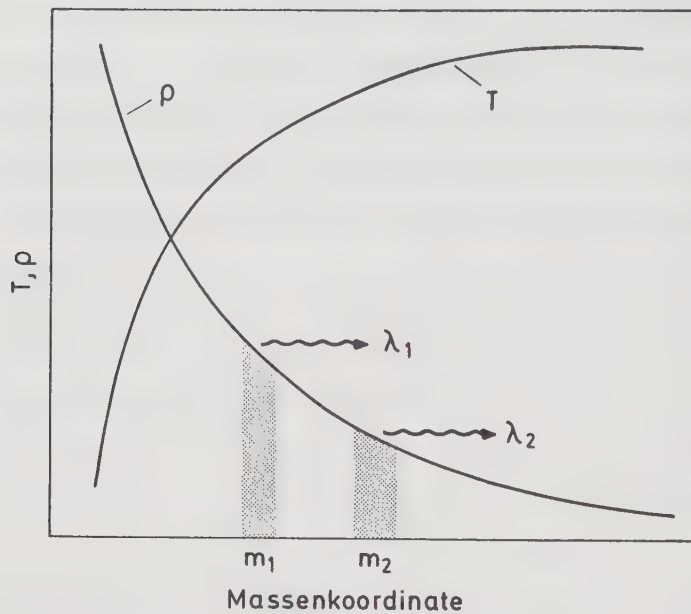


Abb. 49: Dichteprofil $\rho(m)$ und Temperaturprofil $T(m)$ einer geheizten Wand als Funktion der Massenkoordinate m (schematisch).

Photonen der Wellenlängen λ_1 und λ_2 werden aus Schichten m_1 und m_2 emittiert, für die die optische Dicke ~ 1 ist. Bei λ_1 wird eine niedrigere Strahlungstemperatur gemessen als bei λ_2 .

Um die Struktur der an lasergeheizten Hohlkugeln gemessenen Röntgenspektren erklären zu können, müssen die spektralaufgelösten Opazitäten von Gold, d.h. der reziproke Durchlaßgrad der Photonen in Gold betrachtet werden. Da die Berechnung dieser Opazitäten nur mit großem Aufwand möglich ist und im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden konnte, werden im folgenden Ergebnisse der Rechnungen von G. Tsakiris zitiert. Die Opazitäten in Gold wurden von Tsakiris /21/ mit Hilfe eines "Average Ion" Modelles berechnet. Mit diesen Opazitäten wurde dann die Strahlungstransportgleichung für das selbstähnliche Dichte- und Temperaturprofil einer ablativen Wärmewelle mit der Randbedingung eines konstanten zugeführten Energieflusses gelöst. Ein auf diese Weise berechnetes Röntgenspektrum ist in Abb. 50 einem gemessenen Spektrum gegenübergestellt. Beide Spektren stimmen qualitativ gut überein. Sowohl in dem gerechneten als auch in dem gemessenen Spektrum treten Maxima bei 25 und 50 Å auf,

die mit der Strahlung aus dem N- und O-Band von Gold identifiziert werden können. Es wird außerdem deutlich, daß die Spektren weit unter dem Planckspektrum für die Materietemperatur am Rand der geheizten Wandschicht $T_M = 96$ eV (gestrichelte Kurve) liegen, d.h. die Gesamtstrahlungstemperatur ist mit $T_S = 70$ eV niedriger als die Materietemperatur am Rand der geheizten Wandschicht. Die im Spektrum gemessenen Photonen wurden also von einer tiefer gelegenen, kälteren Wandschicht emittiert. Eine ausführlichere Diskussion des Problems ist in Zitat /35/ enthalten.

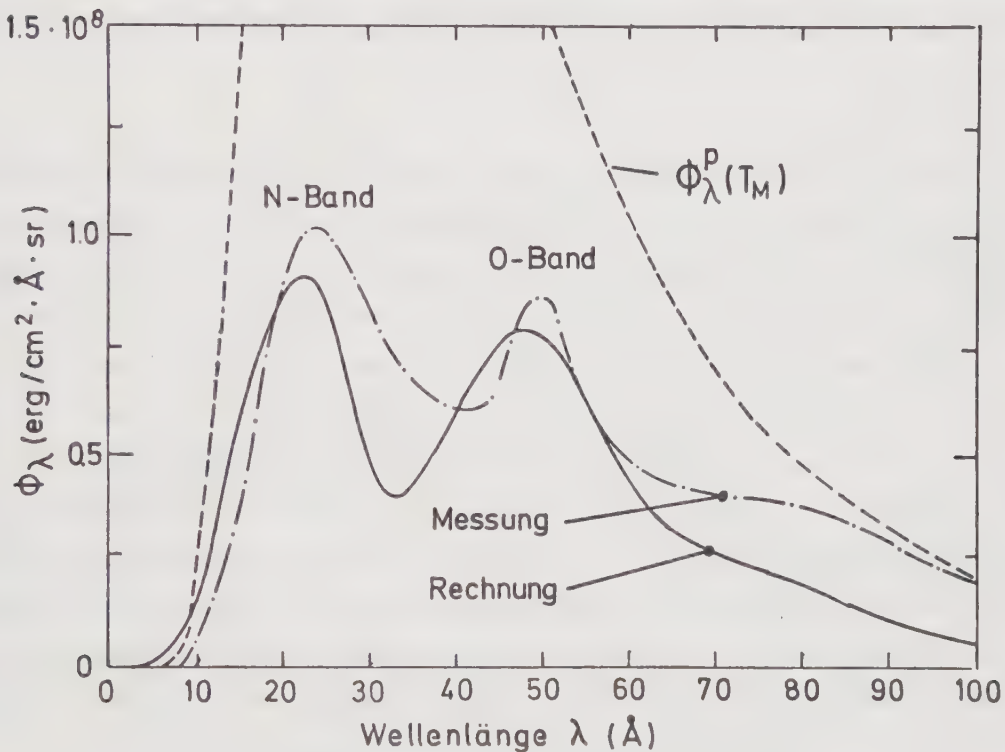


Abb. 50: Vergleich eines an einem großen Hohlkugeltarget ($D = 1$ mm) bei $\lambda = 1,3$ μm gemessenen Röntgenspektrums ($E = 55$ J) und eines gerechneten Röntgenspektrums /35/. Der Rechnung liegen Opazitäten nach einem "Average Ion" Modell und Ähnlichkeitsprofile für Dichte und Temperatur einer ablativen Wärmewelle zugrunde. Der zugeführte Energiefluß beträgt $S = 7 \cdot 10^{12}$ W/cm^2 . Die gestrichelte Kurve bezeichnet ein Planckspektrum der Temperatur $T_M = 96$ eV. Die dem gerechneten Spektrum entsprechende Gesamtstrahlungstemperatur beträgt $T_S = 70$ eV.

Die Struktur der gemessenen Spektren zeigte eine Abhängigkeit von der absorbierten Laserenergie und dem Hohlkugeldurchmesser, bzw. der im Hohlraum erzeugten Temperatur. Ein Einfluß der Laserlichtwellenlänge wurde an kleinen Hohlkugeln bei gleicher absorbierter Energie nicht beobachtet.

Die in dieser Arbeit an Hohlkugeln mit einem Durchmesser von $D = 1 \text{ mm}$ gemessenen Röntgenspektren weisen Unterschiede im Vergleich zu den Messungen von Pakula /9/ an ähnlichen Targets auf. Diese wurden auf Verunreinigungen in den Hohlkugeln zurückgeführt, die in den Experimenten der vorliegenden Arbeit vermieden wurden. Die an kleinen Hohlkugeln ($D = 280 \text{ }\mu\text{m}$) gemessenen Spektren dieser Arbeit und der von Pakula /9/ stimmen innerhalb der Meßgenauigkeit gut überein.

In den Experimenten zur Untersuchung des Strahlungstransportes in dünnen Goldfolien wurden teilweise Röntgenspektren gemessen, die eine starke Linie bei $\sim 10 \text{ }\text{\AA}$ und gleichzeitig eine verminderte Strahlung bei längeren Wellenlängen aufwiesen. Da Gold im Bereich um $10 \text{ }\text{\AA}$ keine Linienübergänge hat, lag die Vermutung nahe, daß in den Hohlkugeltargets Verunreinigungen mit anderen Materialien vorlagen. Es wurden deshalb Analysen durchgeführt, von denen gegen Ende der Fertigstellung der vorliegenden Arbeit erste Ergebnisse vorlagen. Mit Hilfe der Elektronenstrahlmikroanalyse wurden Ablagerungen von Ce, Cu, Ca und C auf der Innenwand von Hohlkugeln gefunden. Um die beobachtete Linienstrahlung bei $10 \text{ }\text{\AA}$ zuordnen zu können, werden Röntgenspektren von ebenen Laserplasmen von verschiedenen Targetmaterialien herangezogen /10/. An ebenen Laserplasmen wurde die M-Band Strahlung an Mo ($Z = 42$) bei $\sim 25 \text{ }\text{\AA}$ und an Sn ($Z = 50$) bei $\sim 18 \text{ }\text{\AA}$ gemessen. Extrapoliert man die Lage des M-Bandes zu kürzeren Wellenlängen für Ce ($Z = 58$), so erhält man $\sim 10 \text{ }\text{\AA}$. Bei der beobachteten Linienstrahlung handelt es sich daher wahrscheinlich um die α, β und γ -Linien des M-Bandes von Ce, die aus der sehr heißen Laserkorona emittiert werden. Die Verschiebung des Spektrums zu kürzeren Wellenlängen, verbunden mit einer größeren Eindringtiefe der Primärstrahlung in die Wand, könnte eine mögliche Erklärung dafür sein, daß kein ausgeprägtes Durchbrennverhalten der Goldfolien beobachtet wurde. Es wird daher vorgeschlagen, diese Experimente mit sauberen Hohlkugeln zu wiederholen; dies war im Rahmen dieser Arbeit leider nicht möglich.

4.c Vergleich von Theorie und Experiment

Die mit den Photodioden und dem Transmissionsgitterspektrographen als Funktion des absorbierten Laserflusses gemessenen Temperaturen sollen in diesem Abschnitt mit den Ergebnissen des theoretischen Modells der Strahlungsdiffusion in die Wand verglichen werden. In Abb. 51 sind die experimentellen Ergebnisse der Diodenmessungen ohne Filter und mit 2 μm Makrofol-Filter sowie der Transmissionsgittermessungen zusammenfassend dargestellt.

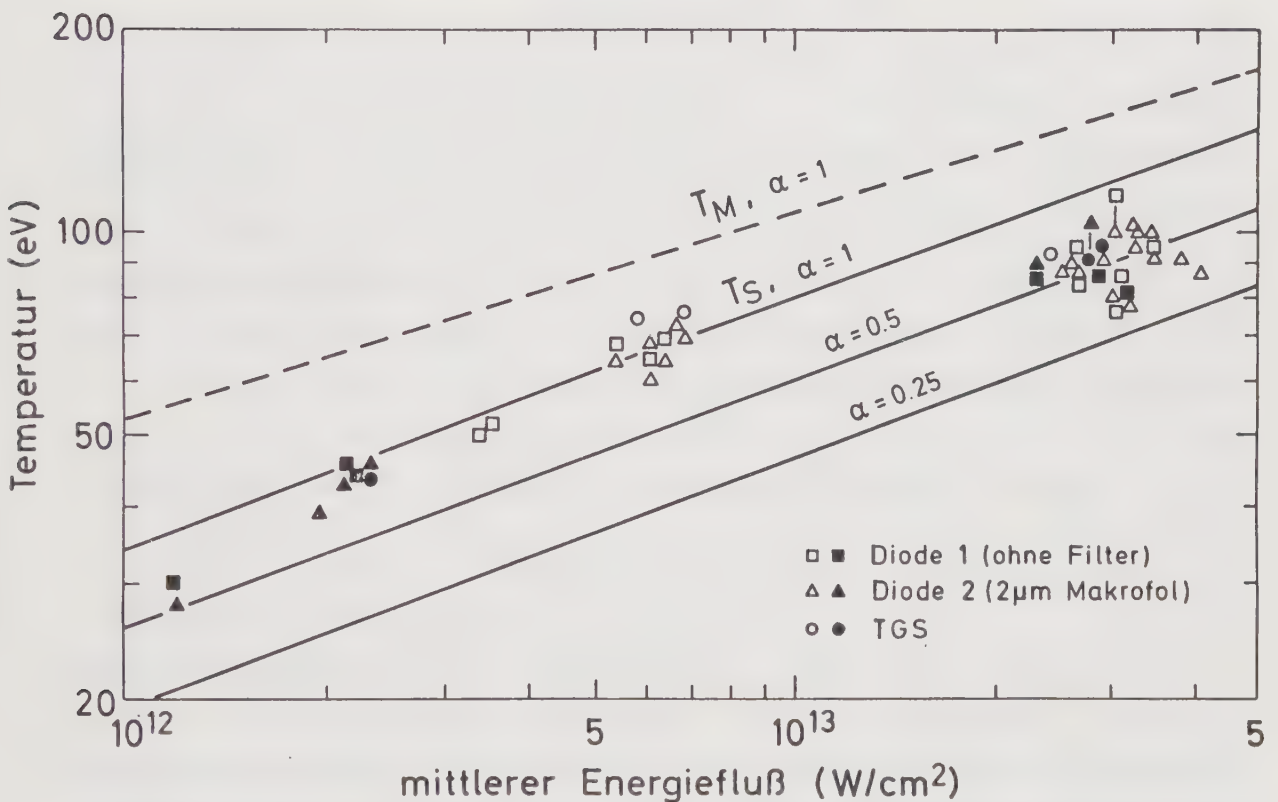


Abb. 51: Vergleich der experimentellen und der theoretischen Strahlungstemperaturen als Funktion des über die Innenfläche der Hohlkugel gemittelten Laserenergieflusses S . Die theoretische Strahlungstemperatur T_S ist für verschiedene Werte eines empirischen Kopplungsparameters α angegeben. Die Experimente wurden an großen ($S < 10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$) und kleinen ($S > 10^{10} \text{ W}/\text{cm}^2$) Hohlkugeln bei 1W- (leere Symbole) und 3W-Bestrahlung (volle Symbole) durchgeführt. Die gestrichelte Kurve gibt die Materietemperatur T_M aus dem Modell der Strahlungsdiffusion [9] für $\alpha = 1$ an.

In die Theorie der Strahlungsdiffusion in eine Wand /9/ geht die Rosseland-Photonenweglänge sehr entscheidend ein. Es wird angenommen, daß sich ihre Abhängigkeit von Temperatur und spezifischem Volumen in der Form $l_R = AT^j v^\mu$ darstellen läßt. Von Tsakiris wurden kürzlich Opazitätsdaten nach einem "Average-Ion"-Modell berechnet /21/. In diesem Modell sind neben gebunden-frei Übergängen auch Linienübergänge näherungsweise berücksichtigt. Die Rechnungen ergeben: $A = 2,76 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-2} \text{ g K}^{-1}$ und $j = \mu = 1,0$. Das Modell der Strahlungsdiffusion in die Wand liefert damit die folgende Temperaturskalierung:

$$T_M = 108 \cdot \left(\frac{S_v}{10^{13} \text{ W/cm}^2} \right)^{4/13} .$$

Hierbei bezeichnet S_v den reinen Energiefluß in die ablative Wärmewelle. Da jedoch im Experiment nicht der gesamte Laserfluß S in die Wärmewelle eingekoppelt wird, sei ein empirischer Kopplungsparameter α mit $S_v = \alpha \cdot S$ für $\alpha < 1$ eingeführt. $(1 - \alpha) S_L$ ist der Laserfluß, der nicht der Strahlungswärmewelle zugeführt wird. Die Energie kann zum Beispiel in der optisch dünnen Korona gespeichert sein oder durch Vorheizung in tiefer gelegene Wandschichten transportiert werden.

In dem Modell der Strahlungsdiffusion wurde ein lokales thermisches Gleichgewicht zwischen Strahlung und Materie angenommen, d.h. Strahlungstemperatur T_s und Materietemperatur T_M werden nicht unterschieden. Aus Abb. 51 wird jedoch deutlich, daß die gemessenen Strahlungstemperaturen die theoretische Materietemperatur nicht erreichen. Die Annahme eines vollständigen Gleichgewichtes zwischen Strahlung und Materie scheint daher nicht gerechtfertigt zu sein, d.h., die geheizte Wandschicht ist nicht optisch dick. Die zur Materietemperatur T_M gehörige Strahlungstemperatur T_s wurde von Tsakiris /34/ durch Lösen der Strahlungstransportgleichung in der durch die Ähnlichkeitsprofile für Dichte und Temperatur /9/ beschriebenen Wand berechnet. In Abb. 51 sind diese Strahlungstemperaturen für $\alpha = 1, 0,5$ und $0,25$ eingezeichnet.

Die Messungen an großen Hohlkugeln bei Flüssen zwischen $1,3 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ und $7 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ legen Werte für den Kopplungsparameter α von $0,7$ bis $1,0$ nahe. Eine Abweichung des Kopplungsparameters von 1 entspricht durchaus

der Erwartung, da ein Teil der Laserenergie in andere Kanäle, z.B. ein heißes, optisch dünnes Plasma geht, und damit für die Strahlungswärmewelle nicht zur Verfügung steht. Bei der Heizung mit 1w-Licht liegen die Meßpunkte jedoch genau auf der Kurve für $\alpha=1$. Es wird vermutet, daß diese Meßpunkte etwas zu hoch liegen, da die Innenwand der Hohlkugel bei 1w-Bestrahlung durch die hohe Laserlichtreflektion inhomogen geheizt wird. Das beobachtete Wandelement könnte auf diese Weise eine überdurchschnittliche Temperatur erreichen. Bei den Experimenten mit 3w-Laserlicht ist dieser Effekt aufgrund der höheren Absorption im primären Laserbrennfleck viel geringer.

Die Experimente an kleinen Hohlkugeln, die bei Flüssen von $S \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ die höchsten Temperaturen ergaben, liefern unabhängig von der Wellenlänge des Laserlichtes nur $\alpha \sim 0,5$. Die Daten zeigen dabei relativ starke Schwankungen. Der Wert $\alpha \sim 0,5$ entsprechend einer relativ niedrigen Temperatur, liegt deutlich unter dem an großen Hohlkugeln bei 3w-Bestrahlung beobachteten Wert von $\alpha \sim 0,8$.

Die Ursache für den niedrigen Kopplungsparameter, bzw. die niedrige Temperatur bei kleinen Hohlkugeln ist noch nicht genau bekannt. Es sollen jedoch folgende mögliche Erklärungen diskutiert werden:

1. Systematischer Fehler bei der Bestimmung des mittleren absorbierten Laserflusses im Innern der Hohlkugel.
2. Herstellungsbedingte Verunreinigungen im Target.

Die Bestimmung des mittleren absorbierten Laserflusses auf der Hohlkugelinnenwand beruht auf der Messung der am Target absorbierten Laserenergie mit Hilfe der Ulbrichtkugel [17/] und der Annahme, daß die Laserenergie auch im Innern der Hohlkugel eingekoppelt wird. Diese Annahme scheint bei der Heizung kleiner Hohlkugeln mit 3w-Licht gut gerechtfertigt zu sein, da die Absorption des Laserlichtes fast vollständig und damit größer als an einem vergleichbaren ebenen Goldtarget ist. Bei der Heizung mit 1w-Licht ist die Absorption am Target jedoch nur noch genau so hoch wie am ebenen Target. Die Laserlichteinkopplung findet hier im Volumen der Kugel oder in der Nähe des Eintrittsloches statt. Dabei können Energieverluste durch Abstrahlung nach außen auftreten. Eine Überschätzung des absor-

bierten Energieflusses kann also bei 1w-Experimenten möglich sein. Sie reicht aber nicht völlig aus, die sowohl bei 1w-Bestrahlung als auch bei Bestrahlung mit 3w-Licht gemachten Beobachtungen zu erklären.

Bei der Herstellung der kleinen Hohlkugeltargets wurden zu Beginn kleine hohle Glasperlen auf einen Befestigungsdraht geklebt und anschließend galvanisch vergoldet. Später wurde das Glasgerüst zusammen mit dem Klebstoff herausgeätzt. Laut Angabe des Herstellers (Fa. Heidenhain) erfolgte dies rückstandsfrei, ein Nachweis darüber existiert jedoch nicht. Unter dem Lichtmikroskop sind Reste von Glas oder Klebstoff sehr schwer nachweisbar. Es kann daher nicht sicher ausgeschlossen werden, daß Teile des Glasgerüsts und des Klebstoffes in den Hohlkugeltargets zurückbleiben.

Interessant ist in diesem Zusammenhang ein Rückblick auf die ersten Experimente an 1 mm großen Hohlkugeln, die aus zwei miteinander verklebten Halbschalen hergestellt wurden /9/. Bei Herstellung dieser Targets gelangte eine dünne Schicht des Cyanacrylat-Klebstoffes in die Hohlkugeln. Die Messungen an diesen Targets zeigten daraufhin eine schlechte Reproduzierbarkeit. Die gemessenen Wandtemperaturen lagen um $\sim 20\%$ niedriger als in verunreinigungsfreien Targets, die später durch Verschweissen der beiden Halbschalen hergestellt wurden. Die Ursache dafür liegt in der reduzierten Röntgenkonversion in dem niedrig-Z Verunreinigungsmaterial.

An den verunreinigten großen Hohlkugeln wurden also die gleichen Beobachtungen gemacht wie an kleinen Hohlkugeln. Es liegt daher die Vermutung nahe, daß auch bei den kleinen Hohlkugeln die Abweichungen der Messungen von der Theorie auf Verunreinigungen der Innenwand zurückzuführen sind.

5. Zeitaufgelöste Temperaturmessungen

5.a Vergleich der Meßmethoden

In diesem Abschnitt sollen die zeitaufgelösten Messungen der Röntgenphotodioden und der Röntgenshmierbildkamera miteinander verglichen werden. Da mit beiden Instrumenten in verschiedenen Spektralbereichen, d.h. mit verschiedenen Filtern gut übereinstimmende Ergebnisse erzielt wurden (vgl. Abb. 25 und Abb. 31), werden für den Vergleich nur die Meßergebnisse mit 2 μm Makrofol als Filter herangezogen.

In Abb. 52 sind Meßergebnisse von großen und kleinen Hohlkugeln aufgetragen. Der mit den beiden Instrumenten gemessene Zeitverlauf ist deutlich unterschiedlich. In der ansteigenden Flanke ist die unterschiedliche Zeitauflösung der Instrumente dafür verantwortlich. Das Zeitauflösungsvermögen der Photodioden reicht nicht aus, die schnell ansteigende Temperatur zeitaufgelöst zu messen. Im Temperaturmaximum überlagern sich die Kurven, da das Signal der Schmierbildkamera auf das Maximum des Diodensignals normiert wurde.

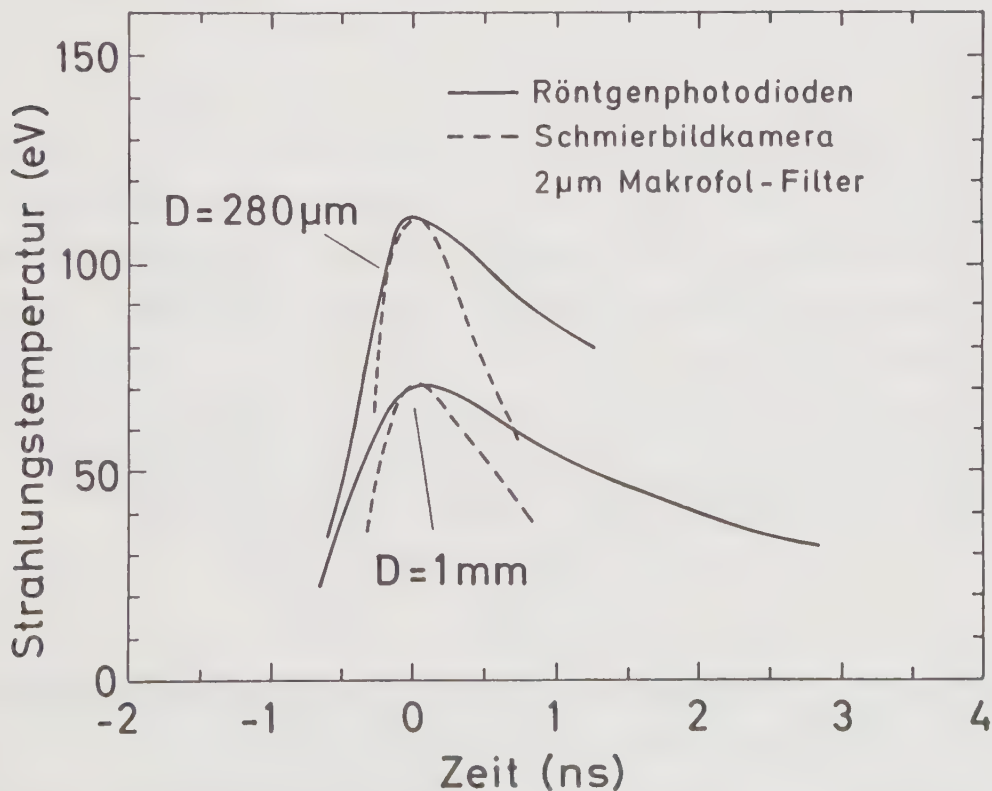


Abb. 52: Vergleich der zeitaufgelösten Temperaturmessungen mit Röntgenphotodioden und der Schmierbildkamera an zwei Hohlkugeltargets von 280 μm und 1 mm Durchmesser. Die Maxima der Kurven wurden auf die Zeit $t = 0$ gelegt.

In der Abkühlungsphase führen die Messungen zu ganz unterschiedlichen Ergebnissen. Man beobachtet mit der Schmierbildkamera einen viel steileren Temperaturabfall als mit den Photodioden. Diese Beobachtung wird mit der geringeren Empfindlichkeit der Schmierbildkamera gegenüber Störstrahlung von einer ausgedehnten Quelle erklärt. Während die Photodioden auf Störstrahlung entsprechend dem Flächenverhältnis der Quellen reagieren, ist für die Schmierbildkamera infolge ihres eindimensionalen Orstauflösungsvermögens nur das Verhältnis der linearen Dimensionen von Störquelle und Diagnostikloch entscheidend. Eine mögliche Quelle von Störstrahlung sind ein aus dem Diagnostikloch ausströmendes Plasma und Röntgenemission von der Außenfläche des Hohlkugeltargets infolge von Energiedeposition durch schnelle Elektronen. Störstrahlung wurde in ein- oder zweidimensional orts aufgelösten Messungen nicht beobachtet. Nur das ausströmende Plasma wurde auch mit Lochkameras bei sehr starker Belichtung nachgewiesen.

Aufgrund dieser Interpretation muß der Messung mit der Schmierbildkamera der Vorzug gegenüber der Messung mit den Photodioden gegeben werden. Die Photodioden werden deshalb nur zur Messung des Temperaturmaximums eingesetzt, das von den Dioden gut aufgelöst wird.

5.b Vergleich von Theorie und Experiment

Der mit der Schmierbildkamera gemessene zeitliche Verlauf der Strahlungstemperatur T_s^{exp} in großen und kleinen Hohlkugeln bei 1w-Bestrahlung ist in Abb. 53 im Vergleich mit theoretischen Kurven wiedergegeben. Zunächst soll der theoretische Temperaturverlauf nach dem Strahlungsdiffusionsmodell /9/ betrachtet werden. Das Modell liefert unter der Annahme eines lokalen thermischen Gleichgewichtes zwischen Strahlung und Materie die zeitabhängige Materietemperatur für einen konstanten zugeführten Energiefluß S . In der Heizphase steigt die Temperatur gemäß der Beziehung

$$T_M^{th} = 129 \left(\frac{S}{10^{13} \text{W/cm}^2} \right)^{4/13} \cdot \left(\frac{t}{ns} \right)^{4/39}$$

Nach dem Abschalten des Lasers zur Zeit $t = \tau_L$ kühlt sich die geheizte Wand mit $T \sim t^{-0.31}$ ab (siehe Kap. II).

Die experimentellen zeitaufgelösten Strahlungstemperaturen weichen genau wie die aus zeitintegrierten Messungen abgeleiteten Strahlungstempera-

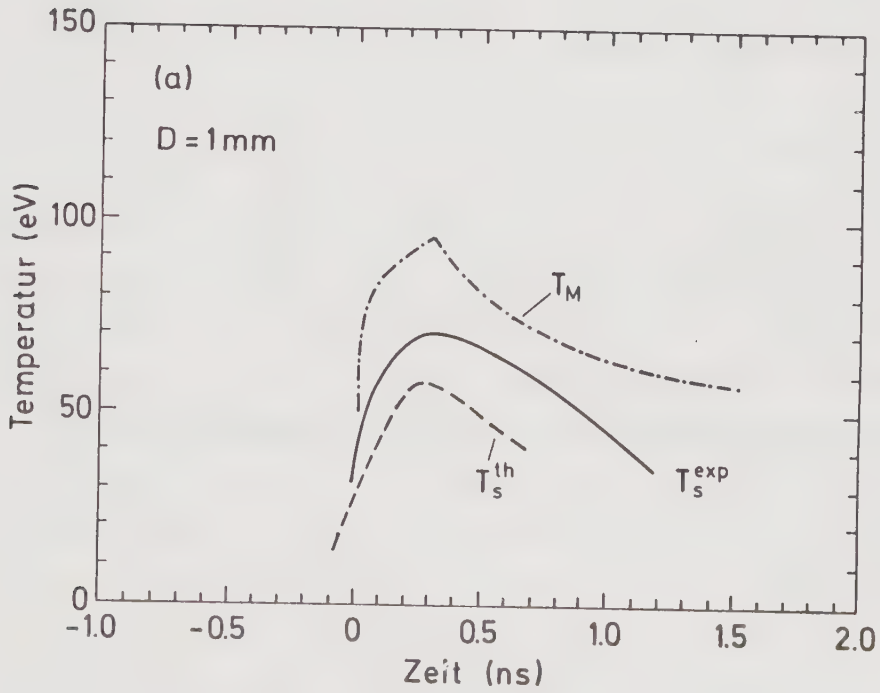
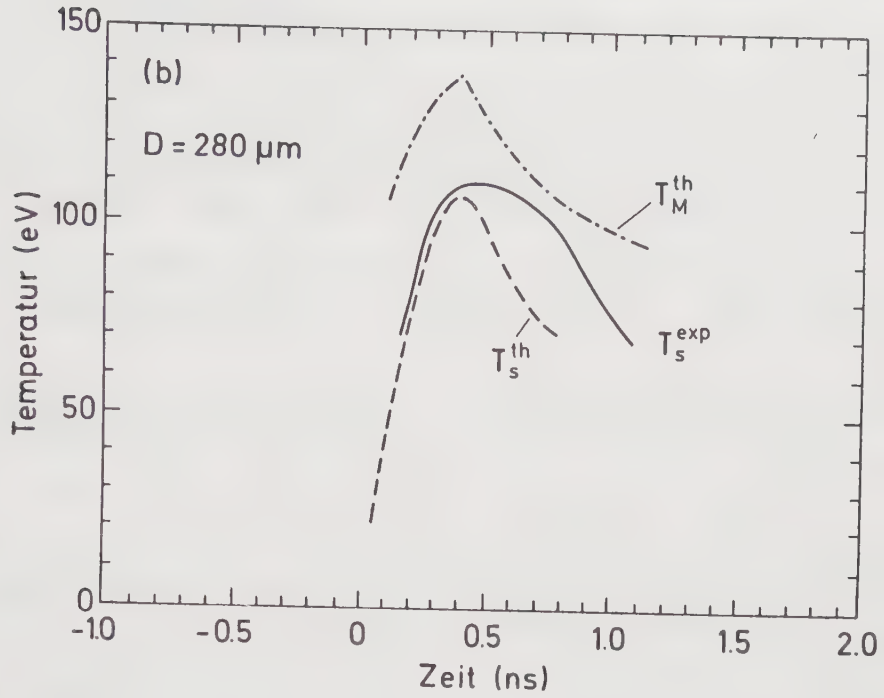


Abb. 53: Der mit der Schmierbildkamera gemessene zeitliche Verlauf der Strahlungstemperatur T_s^{exp} in großen (a) und kleinen (b) Hohlkugeln bei 1w-Bestrahlung im Vergleich mit den theoretischen Verläufen der Strahlungs- und Materietemperatur T_s^{th} und T_M^{th} .

turen (Abb. 51) nach unten von den theoretischen Materietemperaturen ab. Der ideale Fall einer optisch dicken Strahlungswärmewelle wird also zu keinem Zeitpunkt erreicht. Von Tsakiris /35/ wurden zum Vergleich Strahlungstemperaturen als Funktion der Zeit berechnet. Die Grundlage dafür bildete das hydrodynamische Programm MINIRA /36/, in dem für jeden Zeitschritt die Strahlungstransportgleichung gelöst wurde. Die theoretischen Strahlungstemperaturen T_s^{th} , denen eine realistische Laserpulsform zugrunde liegt, sind zum Vergleich in Abb. 53 eingetragen.

Der gemessene Temperaturverlauf in großen Hohlkugeln wird von den Rechnungen, abgesehen von einer Abweichung in dem absoluten Betrag der Temperatur, qualitativ wiedergegeben. Daraus läßt sich schließen, daß die in der Rechnung durch die Annahme, daß sich Abstrahlung und Zustrahlung von Energie zwischen gegenüberliegenden Wandelementen gerade kompensieren, in einem ebenen Modell simulierte Hohlraumsituation den tatsächlichen Ablauf im Hohlraum gut beschreibt. Auch bei den kleinen Hohlkugeln gibt es in der Heizphase eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Während der Abkühlung des Hohlraumes treten jedoch Abweichungen auf. Es wird experimentell eine niedrigere Abkühlrate beobachtet als die Rechnungen ergeben. Diese Beobachtung wird darauf zurückgeführt, daß sich der Hohlraum endlicher Ausdehnung mit geheiztem Wandmaterial füllt, das im Zentrum der Kugel einen Teil seiner kinetischen Energie thermalisiert und so eine Nachheizung bewirkt. Dieser Effekt ist in den Rechnungen nicht enthalten, da sich diese auf unendlich weit voneinander entfernte Wände beziehen, zwischen denen die geheizte Materie frei expandieren kann und ein Energieaustausch nur über die Strahlung stattfindet.

VIII. Schlußbetrachtungen

In dieser Arbeit wurde gezeigt, daß durch Thermalisierung von Laserstrahlung in Hohlkugeltargets aus Gold schon mit Energien bis 100 J Strahlungstemperaturen über 10^6 K erreicht werden können.

In den orts aufgelösten Messungen konnte nachgewiesen werden, daß die beobachtete Röntgenstrahlung tatsächlich von der lasergeheizten Hohlkugelinnenwand emittiert wird. Die Volumenstrahlung aus dem heißen, optisch dünnen Plasma liefert nur einen geringen Beitrag zur Gesamtstrahlung.

Von der in lasergeheizten Hohlkugeln erzeugten Röntgenstrahlung wurden zeitintegrierte Spektren aufgenommen. Eine Voraussetzung für die Bestimmung einer Strahlungstemperatur aus diesen Röntgenspektren ist die Kenntnis der Dauer der Röntgenemission. Es wurden deshalb zeitaufgelöste Strahlungsmessungen durchgeführt, die eine Strahlungsdauer von $\cong 530$ ps ergaben. Aus den zeitaufgelösten Messungen konnte auch der Zeitverlauf der Temperatur in den lasergeheizten Hohlkugeln bestimmt werden. Die aus zeitaufgelösten und zeitintegrierten Messungen abgeleiteten maximalen Strahlungstemperaturen stimmen gut überein. Die Experimente an Hohlkugeltargets, in deren Wand dünne Goldfolien integriert waren, ermöglichen eine direkte Messung der Eindringtiefe der Strahlung in die Hohlkugelfwand.

Die experimentell ermittelte Abhängigkeit der Strahlungstemperatur vom zugeführten Laserenergiefluß und die gemessene Eindringtiefe der Strahlung in die Wand sind in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen des theoretischen Modelles, in dem das Eindringen der Strahlung in die Wand unter der Annahme eines lokalen thermischen Gleichgewichtes zwischen Strahlung und Materie in der Strahlungswärmeleitungs näherung beschrieben wurde. Der Erfolg der theoretischen Vorhersagen ist umso bemerkenswerter, als in dem Modell nur frequenzgemittelte freie Photonenweglängen verwendet wurden und eine Einkopplung der Energie in einer dünnen Randschicht vorausgesetzt wurde.

Die höchsten Temperaturen wurden in Hohlkugeln mit einem Durchmesser von 280 μm erreicht. Bei diesen Targets trat jedoch gleichzeitig eine Reduk-

tion der Energieeinkopplung auf. Die gesamte Laserlichtabsorption am Target war vergleichbar hoch wie am ebenen Target. Diese Erscheinung ist auf das Füllen der Kugel mit geheiztem Wandmaterial zurückzuführen. Es ist möglich, daß durch eine Optimierung der Hohlraumgröße im Hinblick auf vollständige Energieeinkopplung höhere Temperaturen als in den derzeitigen kleinen Hohlkugeln erreicht werden können.

Zukünftige Experimente werden die Erzeugung noch höherer Temperaturen und eine bessere Annäherung an den idealen thermischen Gleichgewichtszustand zum Ziel haben. Um den mittleren zugeführten Laserenergiefluß auf der Hohlkugelinnenwand zu erhöhen, müssen höhere Laserenergien verwendet werden. Eine Verkleinerung der Hohlkugeldurchmesser bei gleichzeitig hoher Energieeinkopplung ist nicht möglich, da infolge der Plasmaexpansion, während der sich der Hohlraum mit geheiztem Material füllt, die Laserenergie nicht mehr effektiv eingekoppelt werden kann. Wählt man unter der Annahme einer charakteristischen Expansionsgeschwindigkeit des Wandmaterials von $s \sim T^{1/2}$ den Hohlkugeldurchmesser so, daß $D \sim s \cdot \tau_L$, so gilt in dem Modell der Verluste durch Strahlungsdiffusion für die Temperatur

$$T \sim E^{4/17} \cdot \tau_L^{-8/13} .$$

Die Zeitabhängigkeit von T kann jedoch nicht beliebig ausgenutzt werden, um hohe Strahlungstemperaturen zu erzeugen. Mit sehr kurzen Laserpulsdauern τ_L wird nur eine dünne Schicht auf eine hohe Materietemperatur geheizt. Die optische Dicke der Schicht ist gering und die Strahlungstemperatur weicht daher wesentlich von der Materietemperatur ab. Hohe Strahlungstemperaturen können dagegen mit hohen Laserenergien erzielt werden.

Literaturverzeichnis

- / 1/ Max Planck, Annalen der Physik 4, 553 (1900).
- / 2/ R. Pakula und R. Sigel, Phys.Fluids 28, 232 (1985).
- / 3/ J. Meyer-ter-Vehn, R. Pakula, R. Sigel und K. Unterseer,
Phys.Lett. 104, 410 (1984).
- / 4/ R. Pakula und R. Sigel, Report MPQ 85 (März 1984), Max-Planck-
Institut für Quantenoptik, D-8046 Garching.
- / 5/ G. Brederlow, K.J. Witte, E. Fill, K. Hohla, R. Volk:
IEEE J.Quantum Electron. QE-12, 152 (1976)
- / 6/ G. Brederlow, E. Fill, K.J. Witte: "The High-Power Iodine Laser",
ed. by K. Shimoda, Springer Series in Optical Sciences, Vol. 34
(Springer, Berlin, Heidelberg, New York (1983))
- / 7/ K. Eidmann, F. Amiranoff, R. Fedosejevs, A.G.M. Maaswinkel, R. Petsch,
R. Sigel, G. Spindler, Yung-lu Teng, G. Tsakiris und S. Witkowski:
Phys.Rev. A30, 2568 (1984).
- / 8/ E. Fill, Opt. Commun. 33, 321 (1980)
- / 9/ R. Pakula, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität,
München, 1985.
- /10/ T. Kishimoto, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität,
München, 1986.
- /11/ R.H. Day, P. Lee, E.B. Saloman, D.J. Nagel,
X-Ray Diodes for Laser Fusion Plasma Diagnostics,
LASL, Rep. LA-UR-79-1360.
- /12/ Wm.J. Veigele, E. Briggs, L. Bates, E.M. Henry, B. Bracewell,
"X-Ray Cross Section Compilation from 0.1 keV to 1 MeV, Dis-
cussion and Results, Vol. 1, Revision 1",
Kaman Sciences Corporation, Colorado Springs, Colorado (1971).
- /13/ P. Predehl, Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität,
Erlangen-Nürnberg, Februar 1980;
siehe auch H. Bräuninger et al., Appl. Optics 18, 368 (1979).
- /14/ R. Sigel, A.G.M. Maaswinkel und G.D. Tsakiris, "High-speed
Diagnostics in laser fusion experiments", 16th International
Congress on High Speed Photography and Photonics, SPIE 491, 814
(1984).
- /15/ Das Programm zur Berechnung der Konturen von Hohlkugeln wurde von
K. Koyama zur Verfügung gestellt.
- /16/ Dieses Experiment wurde in Zusammenarbeit mit K. Koyama durchgeführt.
- /17/ I. Földes, persönliche Mitteilung, siehe auch: "Integrating Box for
Laser-Plasma Reflectivity Studies", MPQ-Bericht MPQ 97, (Juni 1985).

- /18/ G.D. Tsakiris, Zeitaufgelöste Röntgenspektren von lasergeheizten Hohlkugeln (zur Veröffentlichung).
- /19/ G.P. Banfi, K. Eidmann und R. Sigel, Opt. Commun. 52, 35 (1984).
- /20/ Ya.B. Zel'dovich und Yu.P. Raizer, Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, Academic Press, New York und London 1966.
- /21/ G.D. Tsakiris, Opazitäten nach dem "Average Ion"-Modell, persönl. Mitteilung.
- /22/ J. Bernstein und F.J. Dyson, General Atomic Report No. GA-848 (1959). B.H. Armstrong, R.R. Johnston und P.S. Kelly, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 5, 55 (1965).
- /23/ R. Pakula, persönliche Mitteilung.
- /24/ F. Amiranoff, K. Eidmann, R. Sigel, R. Fedosejevs, A. Maaswinkel, Yung-lu Teng, J.D. Kilkenny, J.D. Hares, D.K. Bradley, B.J. MacGowan und T.J. Goldsack, J.Phys.D: Appl.Phys., 15, 2463 (1982).
K. Eidmann, A. Maaswinkel, R. Sigel, S. Witkowski, F. Amiranoff, R. Fabbro, J.D. Hares und J.D. Kilkenny, Appl.Phys.Lett. 43, 440 (1983).
- /25/ I.B. Földes, K. Koyama, R. Sigel, G.D. Tsakiris, A. Böswald, Chen Shi-Sheng, A.G.M. Maaswinkel, R.F. Schmalz und S. Witkowski, eingereicht zur Veröffentlichung in Europhysics Letters.
- /26/ I.B. Földes, J. Bayerl, P. Sachsenmaier und R. Sigel, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Bericht MPQ 97, Juni 1985.
- /27/ W.C. Mead, E.M. Campbell, K.G. Estabrook, R.E. Turner, W.L. Kruer, P.H.Y. Lee, B. Pruett, V.C. Rupert, K.G. Tirsell, G.L. Strading, F. Ze, C.E. Max, M.D. Rosen und B.F. Lasinski, Phys.Fluids 26 (8), 2316 (1983).
- /28/ M.D. Rosen, D.W. Phillion, V.C. Rupert, W.C. Mead, W.L. Kruer, J.J. Thomson, H.N. Kornblum, V.W. Sliwinsky, G.J. Caporaso, M.J. Boyle und K.G. Tirsell, Phys.Fluids 22 (10), 2020 (1979).
- /29/ P.D. Goldstone, R.H. Day, G. Eden, F. Ameduri, W.C. Mead, S.R. Goldman, M.C. Richardson, R.L. Keck, W. Seka, G. Pien, J.M. Soures und R.L. McCrory, Bull.Am.Phys.Soc. 29, 1318, Veröffentlichung 6E5 (1984);
R.S. Marjoribanks, G. Stradling, M.C. Richardson, A. Hauer, O. Barnouin, B. Yaakobi, S.A. Letzring und P.D. Goldstone, ebd. 29, 1318, Veröffentlichung 6E6 (1984);

- S.A. Letzring, M.C. Richardson, P.D. Goldstone, G. Gregory und G. Eden, ebd. 29, 1318, Veröffentlichung 6E7 (1984);
- S.R. Goldman, W.C. Mead, P.D. Goldstone und M.C. Richardson, ebd. 29, 1319, Veröffentlichung 6E8 (1984).
- LLE Review 17, 3 (1983): J.M. Soures, R.J. Hutchison, S.D. Jacobs, L.D. Lund, R.L. McCrory und M.C. Richardson, in Proceedings of the 10th Symposium on fusion Engineering, Philadelphia, 1983.
- /30/ S.J. Brayinskii, Reviews of Plasma Physics I, Consultants Bureau, New York (1965).
- /31/ W.M. Manheimer, D.G. Colombant und J.H. Gardner, Phys.Fluids 25 (9), 1644 (1982).
- /32/ L.J. Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases, Interscience New York (1956).
- /33/ K. Eidmann, M.H. Key und R. Sigel, J.Appl.Phys. 47(6), 2402 (1976).
- /34/ P. Herrmann, R. Pakula, I.B. Földes, R. Sigel, G.D. Tsakiris und S. Witkowski, angenommen zur Veröffentlichung in Z. Naturforschung.
- /35/ G.D. Tsakiris, P. Herrmann, R. Pakula, R. Schmalz, R. Sigel und S. Witkowski, eingereicht zur Veröffentlichung in Europhysics Letters.
- /36/ K. Unterseer und J. Meyer-ter-Vehn, Bericht MPQ 82, Juli 1984.
- /37/ R.C. Malone, R.L. McCrory und R.L. Morse, Phys.Rev.Lett. 34, 721 (1975).
- /38/ M.H. Key, "The Physics of the Superdense Region", in "Laser Plasma Interactions", Hrsg. R.A. Cairns und J.J. Sanderson, Proceedings of the 20th Scottish Universities Summer School in Physics, St. Andrews, August 1979.

Danksagung

Herrn Prof. H. Walther und Herrn Dr. S. Witkowski danke ich für die Ermöglichung der Durchführung dieser Arbeit am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching.

Herr Prof. Walther übernahm dankenswerterweise die Betreuung dieser Arbeit.

Herrn Dr. Witkowski bin ich für seine Unterstützung und zahlreiche Verbesserungsvorschläge zum Manuskript zu Dank verpflichtet.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. R. Sigel, der die Arbeit anregte und durch seinen persönlichen Einsatz sowie seine stete Bereitschaft zu intensiven Diskussionen wesentlich beeinflusste.

Zahlreiche wertvolle Diskussionen über die theoretischen Aspekte der Arbeit verdanke ich Herrn Dr. G. Tsakiris, Herrn Dr. R. Pakula und Herrn Dr. J. Meyer-ter-Vehn.

Eine anregende Zusammenarbeit und zahlreiche Diskussionen mit Herrn Dr. I. Földes, Herrn Dr. K. Eidmann, Herrn T. Kishimoto, Herrn Dr. S. Sakabe und Herrn Dr. K. Koyama möchte ich dankbar anerkennen.

Für bereitwillige und qualifizierte technische Unterstützung bei der Durchführung der Experimente danke ich Herrn W. Fölsner, Herrn E. Wanka, Herrn P. Sachsenmaier, Herrn H. Haas, Herrn A. Böswald und Herrn J. Bayerl. Für technische Hilfe bei der Datenverarbeitung danke ich Frau H. Brändlein.

Den Damen I. Böckmann und I. Hecht möchte ich meinen Dank aussprechen für das schnelle Schreiben der Arbeit und Frau J. Pfister für das sorgfältige Anfertigen der Zeichnungen.

LebenslaufPersönliche Daten:

Name: Peter Heinrich Herrmann
Geburtsdatum: 17. Juli 1956
Geburtsort: Berlin
Familienstand: verheiratet, zwei Kinder
Eltern: Prof. Dr. Karl-Heinz Herrmann und
Gisela Herrmann, geb. Noack

Ausbildung und Beruf:

1963-1969 Grundschule in Berlin-Zehlendorf
1969-1975 Gymnasium in Berlin-Zehlendorf
1975-1978 Studium der Physik an der Technischen
Universität Berlin, Diplom-Vorprüfung
1978-1981 Studium der Physik an der Technischen
Universität München, Diplom-Hauptprüfung
1982-1985 Doktorand am Max-Planck-Institut für
Quantenoptik, Garching
seit Oktober 1985 wissenschaftlicher Mitarbeiter am Max-
Planck-Institut für Quantenoptik,
Garching

